PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 24. 1. Dezember 1913. Redaktionsschluß für No. 25 am 29. November 1913. 14. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

D. A. Goldhammer, Zur Theorie der spezifischen Wärmen. S. 1185.

D. A. Goldhammer, Die Wärmestrahlung in äolotropen Körpern. S. 1188.

R. W. Wood, Resonanzspektren des Jods bei hoher Dispersion. S. 1189.

R. W. Wood, Die Polarisation des Lichtes der Resonanzspektren. S. 1200.

G. v. Hevesy, Diffusion und Valenz der Radioelemente. S. 1202.

J. Laub, Über die durch sehr harte Röntgenstrahlen erzeugten Sekundärstrahlen. S. 1209.

P. J. Nicholson, Experimentaluntersuchungen an Selenzellen. S. 1210.

P. J. Nicholson, Elektronentheorie der Lichtempfindlichkeit des Selens. S. 1213.

B. Gutenberg, Über die Konstitution des Erdinnern, erschlossen aus Erdbebenbeobachtungen. S. 1217.

W. Michl, Neue Versuche mit Flüssigkeitslamellen. S. 1218.

C. W. Oseen, Über die elektromagnetischen Schwingungen an einem dünnen Ankerring. S. 1222.

G. Leimbach, Über eine Verminderung der Dämpfung von Hertzschen Oszillatoren bzw. Antennen in Marconischaltung. (Zugleich Antwort auf die Bemerkungen des Herrn Gustav Mie zu meiner Arbeit über: Die Energieaufnahme elektrischer Sender von kleiner Wellenlänge.) S. 1226.

L. S. Ornstein, Zur Optik der Raumgitter. S. 1229.

J. M. Eder, Lichtstarker Spektrograph für das sichtbare Spektrum. S. 1231.

Vorträge und Diskussionen von der 85. Naturforscherversammlung zu Wien:

Aus der gemeinsamen Sitzung der Abteilungen für Physik, Chemie und Mineralogie:

E. Wagner, Experimenteller Beitrag zur Interferenz der Röntgenstrahlen, nach Versuchen gemeinsam mit R. Glocker. S. 1232.

Aus der Abteilung für Physik:

R. Seeliger, Über elektrische Doppelschichten auf Metalloberflächen im Vakuum. S. 1237.

W. Gaede, Eine neue Kolbenpumpe für hohes Vakuum. S. 1238.

F. Neesen, Versuch der Zentralstelle für wissenschaftlich-technische Untersuchungen in Neu-Babelsberg über die Blitzschutzvorrichtungen für Sprengstoffanlagen. S. 1240.

Zusammenfassender Bericht:

Bericht über die 20. Hauptversammlung der Deutschen Bunsengesellschaft für angewandte physikalische Chemie zu Breslau vom 3. bis 6. August 1913. S. 1243.

Besprechungen:

G. A. Schott, Electromagnetic radiation and the mechanical reactions arising from it. S. 1247.

A. Leick, Physikalische Tabellen. S. 1248.

Personalien. S. 1248.

Angebote. S. 1248.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur Theorie der spezifischen Wärmen.

Von D. A. Goldhammer.

Nach den neuen Theorien der spezifischen Wärmen fester Körper[1]) ergibt sich der Energieinhalt derselben in üblicher Bezeichnung

$$E = \int_0^{\nu_{max}} N \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu,$$

worin $N\,d\nu$ die Anzahl der im Frequenzintervall $d\nu$ liegenden Eigenschwingungen des Körpers bedeutet. Diese Anzahl ist von Debye für isotrope Körper, von Born und v. Kármán für ein äolotropes Raumgitter angegeben. Dabei wurden aber die Verfasser gezwungen, sehr viele und umständliche Rechnungen auszuführen (z. B. sind bei Debye diesen Rechnungen 20 Druckseiten gewidmet). Im folgenden soll gezeigt werden, wie leicht man zum gewünschten Resultate gelangt, wenn man das von Rayleigh und Jeans[1]) in der Lichtstrahlungstheorie benutzte Verfahren für elastische Körper passend geändert verwendet.

Wir denken uns einen festen äolotropen Würfel mit den Kantenlängen L; die Kanten fallen mit den Richtungen der Hauptachsen des Kristalls zusammen; der Koordinatenanfang liege in der Ecke des Würfels.

Da der Würfel weder Energie abgeben, noch solche von außen bekommen soll, so muß an der freien Oberfläche des Körpers die normale Komponente der Energieströmung verschwinden. Seien u, v, w die Komponenten dieser Strömung nach x, y, z, so ist zu setzen

$$\left.\begin{array}{lll} x = 0, & x = L, & u = 0 \\ y = 0, & y = L, & v = 0 \\ z = 0, & z = L, & w = 0. \end{array}\right\} \quad (1)$$

Bedeuten u, v, w die Komponenten der elastischen Verschiebung, so ist bekanntlich[2])

1) P. Debye, Ann. d. Phys. **39**, 789, 1912; M. Born u. Th. v. Kármán, diese Zeitschr. **13**, 297, 1912; **14**, 15 u. 65, 1913.

1) Lord Rayleigh, Nature **72**, 54 u. 243, 1905; J. H. Jeans, Phil. Mag. **10**, 91, 1905; M. Planck, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung, 2. Aufl., S. 175 ff. 1913.

2) W. Wien, Wied. Ann. **45**, 685, 1892.

$$u = X_x \frac{\partial u}{\partial t} + X_y \frac{\partial v}{\partial t} + X_z \frac{\partial w}{\partial t}$$
$$v = Y_x \frac{\partial u}{\partial t} + Y_y \frac{\partial v}{\partial t} + Y_z \frac{\partial w}{\partial t}$$
$$w = Z_x \frac{\partial u}{\partial t} + Z_y \frac{\partial v}{\partial t} + Z_z \frac{\partial w}{\partial t}$$

und wir befriedigen (1), wenn wir nehmen

$$\left.\begin{aligned} x = 0,\ x = L,\ X_x = 0,\ \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial w}{\partial t} = 0 \\ y = 0,\ y = L,\ Y_y = 0,\ \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial w}{\partial t} = 0 \\ z = 0,\ z = L,\ Z_z = 0,\ \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial t} = 0. \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Wir wollen nur diejenigen Körper betrachten, bei welchen die normalen Drucke X_x, Y_y, Z_z von den Deformationen x_y, y_z, z_x unabhängig sind[1]). Unter dieser Begrenzung der Äolotropie haben die Differentialgleichungen der elastischen Schwingungen die Gestalt

$$\left.\begin{aligned} \varrho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = f \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + g \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + h \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \\ + i \frac{\partial^2 v}{\partial x\, \partial y} + k \frac{\partial^2 w}{\partial x\, \partial z} \\ \cdots\cdots\cdots\cdots \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

und analog für v, w.

Setzen wir nun

$$\left.\begin{aligned} \sigma = \sin \frac{2\pi\nu}{c}(lx + my + nz) \cdot \sin 2\pi\nu t \\ u = A\sigma, \quad v = B\sigma, \quad w = C\sigma, \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

ein Integral von (3) darstellen.

Wie leicht zu ersehen ist, sind dabei auch die Grenzbedingungen für

$$x = 0, \quad y = 0, \quad z = 0$$

erfüllt; wir genügen auch denselben für

$$x = L, \quad y = L, \quad z = L,$$

wenn wir setzen

$$\left.\begin{aligned} \frac{2\nu L l}{c} = \alpha, \quad \frac{2\nu L m}{c} = \beta, \quad \frac{2\nu L n}{c} = \gamma, \\ \frac{4\nu^2 L^2}{c^2} = \alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2, \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

α, β, γ sind positive ganze Zahlen.

1) Solche Körper gehören zu den folgenden Kristallsystemen: rhombisches, tetragonales (mit 6 Konstanten), hexagonales, reguläres. W. Voigt, Lehrbuch der Kristallphysik, S. 585 ff. 1910.

worin l, m, n die Richtungskosinus der Wellennormale bedeuten und c die Geschwindigkeit der Welle in der Richtung l, m, n ist, so lassen bekanntlich (3)

$$\frac{B}{A} = \varphi(l, m, n, c), \quad \frac{C}{A} = \psi(l, m, n, c)$$

bestimmen, indem für c^2 selbst eine kubische Gleichung folgt, so daß einem gegebenen Tripel l, m, n drei Wellengeschwindigkeiten

$$c_1,\ c_2,\ c_3$$

entsprechen.

Gerade dieselben Eigenschaften, wie die Ausdrücke (4), haben auch die Ausdrücke

$$\left.\begin{aligned} u = A \cos \frac{2\pi\nu l x}{c} \sin \frac{2\pi\nu m y}{c} \sin \frac{2\pi\nu n z}{c} \cdot \\ \cdot \sin 2\pi\nu t \\ v = A\varphi \sin \frac{2\pi\nu l x}{c} \cos \frac{2\pi\nu m y}{c} \sin \frac{2\pi\nu n z}{c} \cdot \\ \cdot \sin 2\pi\nu t \\ w = A\psi \sin \frac{2\pi\nu l x}{c} \sin \frac{2\pi\nu m y}{c} \cos \frac{2\pi\nu n z}{c} \cdot \\ \cdot \sin 2\pi\nu t, \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

was schon daraus klar ist, daß die Differentialquotienten auf der rechten Seite von (3) sich gerade in derselben Weise mittels u bzw. v, w ausdrücken lassen, unabhängig davon, ob man von dem Ansatz (4) oder (5) ausgeht.

Daraus folgt, daß auch

$$\left.\begin{aligned} u = \cos \frac{2\pi\nu l x}{c} \sin \frac{2\pi\nu m y}{c} \sin \frac{2\pi\nu n z}{c} (A \sin 2\pi\nu t + B \cos 2\pi\nu t) \\ v = \varphi \cdot \sin \frac{2\pi\nu l x}{c} \cos \frac{2\pi\nu m y}{c} \sin \frac{2\pi\nu n z}{c} (A \sin 2\pi\nu t + B \cos 2\pi\nu t) \\ w = \psi \cdot \sin \frac{2\pi\nu l x}{c} \sin \frac{2\pi\nu m y}{c} \cos \frac{2\pi\nu n z}{c} (A \sin 2\pi\nu t + B \cos 2\pi\nu t) \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

Sind nun also α, β, γ gegeben, so finden wir daraus zunächst $\frac{\nu}{c}$, dann l, m, n und die entsprechenden c_1, c_2, c_3, endlich die dazu passenden ν_1, ν_2, ν_3.

Für jedes Tripel α, β, γ haben wir also drei Eigenschwingungen unseres Würfels, so daß in u, v, w sechs unbestimmte Konstanten (A_1, A_2, A_3, B_1, B_2, B_3) vorkommen sollen. Bilden wir die Summen solcher u, v, w für alle möglichen Tripel α, β, γ, so bekommen wir das allgemeine Integral von (3), indem alle

willkürlichen Konstanten sich eindeutig nach den Angaben für $t = 0$

$$u_0,\quad v_0,\quad w_0,\quad \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_0,\quad \left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_0,\quad \left(\frac{\partial w}{\partial t}\right)_0$$

berechnen lassen.

Um nun die Anzahl der Eigenschwingungen unseres Körpers zu finden, welche im Intervall $d\nu$ liegt, nehmen wir an, daß nicht nur $\frac{2\nu L}{c}$, sondern auch $\frac{2Ld\nu}{c}$ passend groß sind[1]). Dann sind auch α, β, γ groß und man führt weiter die Rechnung gerade so, wie es für die isotropen Körper der Fall ist.

Wir betrachten α, β, γ als Raumkoordinaten eines Punktes, dessen Abstand von dem Koordinatenanfang r ist und setzen

$$\alpha^2+\beta^2+\gamma^2 = r^2;$$

dann ist

$$\frac{\nu_1}{c_1}=\frac{\nu_2}{c_2}=\frac{\nu_3}{c_3}=\frac{1}{\lambda}$$

$$r=\frac{2L}{\lambda},\quad dr = 2L\,d\left(\frac{1}{\lambda}\right)$$

und das Volumen[2])

$$r^2\,dr\,d\omega'$$

stellt gerade die Anzahl der Eigenschwingungstripel dar, deren Wellenlänge zwischen λ $\lambda+d\lambda$ und deren Wellennormale im Winkelelement $d\omega'$ liegt.

Wir haben also

$$r^2\,dr\,d\omega' = 8L^3\,d\omega'\,\frac{1}{\lambda^2}\,d\left(\frac{1}{\lambda}\right)$$

$$0 \leqq \omega' \leqq \frac{\pi}{2}.$$

Wegen der Symmetrieverhältnisse der zur Betrachtung stehenden Kristalle können wir statt des Winkels ω' den Winkel

$$\omega = 8\omega'$$

einführen, indem

$$0 \leqq \omega \leqq 4\pi$$

ist; ferner ist die gesuchte Anzahl der Eigenschwingungen von der Form des Körpers unabhängig, so daß wir L^3 durch das Volumen des Körpers V ersetzen können. Somit erhalten wir

$$r^2\,dr\,d\omega = V\,\frac{1}{\lambda^2}\,d\left(\frac{1}{\lambda}\right)d\omega,$$

und das stimmt mit den Rechnungen von Born und v. Kármán vollständig überein[3]).

Setzen wir zum Abkürzen

$$\frac{h\nu_i}{e^{\frac{h\nu_i}{kT}}-1} = f(\nu_i),$$

so folgt daraus der Energieinhalt des Körpers nach Born und v. Kármán[1])

$$E = V\int_{\infty}^{\lambda_{\min}}\int_0^{4\pi}\sum_1^3 f(\nu_i)\,\frac{1}{\lambda^2}\,d\left(\frac{1}{\lambda}\right)d\omega.$$

Diese Formel deckt sich aber offenbar nicht mit der Formel von Debye

$$E = \int_0^{\nu_{\max}} f(\nu)\,N\,d\nu$$

und darin liegt ein prinzipieller Unterschied zwischen den beiden Theorien. Nach Born und v. Kármán ist das akustische Spektrum des Körpers an einer Wellenlänge $\lambda_{\min}$ abgebrochen, so daß jeder der drei Wellen ihre besondere „maximale" Eigenschwingung ($\nu_1^{\max}$, $\nu_2^{\max}$, $\nu_3^{\max}$) entspricht; nach Debye bricht man das Spektrum an einer einzigen Schwingungszahl $\nu_{\max}$, denen drei verschiedene „minimale" Wellenlängen ($\lambda_1^{\min}$, $\lambda_2^{\min}$, $\lambda_3^{\min}$) entsprechen.

Nach Debye würde lauten im Falle der drei verschiedenen Wellen

$$E = V\int_0^{4\pi}\sum_1^3\int_{\infty}^{\lambda_i^{\min}} f(\nu_i)\,\frac{1}{\lambda^2}\,d\left(\frac{1}{\lambda}\right)d\omega.$$

Führen wir hierin als Integrationsvariable ν ein, so wird

$$E = V\int_0^{4\pi}d\omega\sum_1^3\int_0^{\nu_i^{\max}} f(\nu_i)\left(\frac{\nu_i}{c_i}\right)^2 d\left(\frac{\nu_i}{c_i}\right) \quad \text{(B.K.)}$$

$$E = V\int_0^{4\pi}d\omega\int_0^{\nu_{\max}}\sum_1^3 f(\nu_i)\left(\frac{\nu_i}{c_i}\right)^2 d\left(\frac{\nu_i}{c_i}\right) \quad \text{(D.)}$$

und die letzte Formel ist viel einfacher als die erste. Anders geschrieben haben wir die letzte Formel

$$E = V\int_0^{\nu_{\max}} f(\nu)\,\nu^2\,d\nu\left\{\int_0^{4\pi}d\omega\sum_1^3\frac{1}{c_i^3}+\right.$$

$$\left.+\,\nu\,\frac{\partial}{\partial\nu}\int_0^{4\pi}d\omega\sum_1^3\frac{1}{c_i}\right\}.$$

Für niedrige Temperaturen, wenn man von der Dispersion absehen kann, gibt das ganz einfach

$$E = V\left(\int_0^{4\pi}d\omega\sum_1^3\frac{1}{c_i^3}\right)\cdot\int_0^{\nu_{\max}} f(\nu)\,\nu^2\,d\nu$$

1) M. Planck, l. c., S. 178.
2) M. Planck, l. c., S. 180.
3) M. Born u. Th. v. Kármán, l. c., S. 16, Formel (6).

1) Ibid. Formel (8).

oder, wenn wir setzen

$$\int_0^{4\pi} d\omega \sum_1^3 \frac{1}{c_i^3} = 3 \cdot \frac{4\pi}{c_m^3},$$

$$E = \frac{3 \cdot 4\pi V}{c_m^3} \int_0^{\nu_{max}} f(\nu)\, \nu^2\, d\nu. \qquad (8)$$

In dieser Formel haben wir eine Verallgemeinerung der Theorie von Debye auf den Fall der Kristalle. Für isotrope Körper hat man einfach

$$c_1 = c_t, \quad c_2 = c_3 = c_t$$

und diese Geschwindigkeiten sind von der Orientierung der Wellen unabhängig; somit ergibt sich

$$\frac{3}{c_m^3} = \frac{1}{c_l^3} + \frac{2}{c_t^3}.$$

Dann fällt (8) mit Formel (6) von Debye zusammen, wie es aus den Gleichungen (1), (3), (4) dieses Verfassers folgt. Es ist allerdings merkwürdig, daß in der von uns gewonnenen Formel (8) alle Eigentümlichkeiten der Kristalle nur in einer einzigen Konstante c_m inbegriffen sind. Daraus folgt, daß auch für die Kristalle die Formel von Debye für die spezifische Wärme

$$\frac{C}{C_\infty} = \frac{12}{x^3} \int_0^x \frac{\xi^3\, d\xi}{e^\xi - 1} - \frac{3x}{e^x - 1}$$

ihre vollkommene Geltung behält[1]), und zwar ohne jede Beschränkung der Atomzahl in einem Molekül, falls wir ν_{max} einfach als eine für jeden Körper charakteristische Konstante betrachten. Darf man die Theorie auch auf die tropfbaren Flüssigkeiten übertragen, so wäre für den Druck der Ausdruck

$$p = \sin\frac{\pi\alpha x}{L} \sin\frac{\pi\beta y}{L} \sin\frac{\pi\gamma z}{L} (A \sin 2\pi\nu t + B \cos 2\pi\nu t)$$

zu wählen; dann würde wieder die Formel (8) folgen und dabei ergibt sich

$$\frac{3}{c_m^3} = \frac{1}{c^3},$$

worin c die (einzige) Schallgeschwindigkeit in der Flüssigkeit bedeutet.

1) Dabei sieht man natürlich von der Änderung von c_m mit der Temperatur ab.

Kasan, September 1913.

(Eingegangen 23. September 1913.)

Die Wärmestrahlung in äolotropen Körpern.

Von D. A. Goldhammer.

Die Anzahl der Eigenschwingungen

$$N\, d\nu,$$

welche ein elastischer äolotroper Körper von dem Volumen V in dem Intervall $d\nu$ besitzt, ist[1])

$$N\, d\nu = \nu^2\, d\nu\, V \int_0^{4\pi} d\omega \sum_1^3 \frac{1}{c_i^2} \frac{\partial}{\partial \nu}\left(\frac{\nu}{c_i}\right).$$

Dieses Resultat ist sofort auch auf die Lichtschwingungen in einem äolotropen Körper zu übertragen. Wählen wir nämlich als Lichtvektor die elektrische Kraft mit den Komponenten nach den Hauptachsen-Kanten eines Würfels X, Y, Z, so haben die Differentialgleichungen für dieselben gerade die Gestalt der Gleichungen (3) meiner vorstehenden Mitteilung, und zwar für alle Kristallsysteme, möglicherweise nur die aktiven Kristalle ausgenommen.

Die Grenzbedingungen auf den Seiten des Würfels lauten jetzt einfach, wie bei Jeans

$$\begin{aligned} x &= 0, \quad x = L, \quad Y = Z = 0, \\ y &= 0, \quad y = L, \quad Z = X = 0, \\ z &= 0, \quad z = L, \quad X = Y = 0, \end{aligned}$$

und wir haben im Kristall im allgemeinen nur zwei verschiedene Lichtgeschwindigkeiten

$$c_1, \quad c_2.$$

Somit ist in diesem Fall

$$N\, d\nu = \nu^2\, d\nu\, V \int_0^{4\pi} d\omega \left\{ \frac{1}{c_1^2} \frac{\partial}{\partial \nu}\left(\frac{\nu}{c_1}\right) + \frac{1}{c_2^2} \frac{\partial}{\partial \nu}\left(\frac{\nu}{c_2}\right) \right\}$$

und die Energie der Wärmestrahlung

$$U_\nu\, d\nu = N\, d\nu \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}.$$

Dabei ist angenommen, daß man es mit den sogenannten „durchsichtigen" Körpern zu tun hat, so daß der Absorptionskoeffizient gegen den Brechungsexponenten verschwindet.

Wenn c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, n_1, n_2 die Brechungsexponenten der Wellen bedeuten, so ist

$$c_1 = \frac{c_0}{n_1}, \quad c_2 = \frac{c_0}{n_2}$$

$$\frac{\partial}{\partial \nu}\left(\frac{\nu}{c}\right) = \frac{1}{c_0} \frac{\partial}{\partial \nu}(n\nu) = \frac{1}{c_0}\left(n + \nu \frac{\partial n}{\partial \nu}\right)$$

und daraus bekommen wir in symbolischer Form

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial \nu}\left(\frac{\nu}{c}\right) = \frac{1}{c_0^3}\left(1 + \frac{\nu}{3} \frac{\partial}{\partial \nu}\right) n^3,$$

so daß wird

1) D. A. Goldhammer, diese Zeitschr. 14, 1185, 1913.

$$N\,d\nu = \frac{\nu^2\,d\nu\,V}{c_0^3}\int_0^{4\pi} d\omega\left(1+\frac{\nu}{3}\frac{\partial}{\partial\nu}\right)(n_1^3+n_2^3).$$

Bedeutet θ den Winkel der Wellennormale mit der optischen Achse einachsiger Kristalle, so ist bekanntlich für diese letzte

$$n_1 = n_o \quad n_2^2 = \frac{n_e^2\,n_o^2}{n_o^2+\cos^2\theta\,(n_e^2-n_o^2)},$$

n_e, n_o sind die Hauptbrechungsexponenten. Dann bekommen wir für die ordinäre Welle

$$N_1\,d\nu = \frac{4\pi\nu^2\,d\nu\,V}{c_0^3}\left(1+\frac{\nu}{3}\frac{\partial}{\partial\nu}\right)n_o^3$$

und für die extraordinäre

$$N_2\,d\nu = \frac{4\pi\nu^2\,d\nu\,V}{c_0^3}\left(1+\frac{\nu}{3}\frac{\partial}{\partial\nu}\right)\int_0^{\frac{\pi}{2}}\frac{n_o^3\,n_e^3\sin\theta\,d\theta}{[n_o^2+\cos^2\theta\,(n_e^2-n_o^2)]^{3/2}},$$

da jetzt

$$d\omega = 2\pi\sin\theta\,d\theta$$

ist.

Nun gibt die Ausführung der Integration einfach

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}}\frac{n_o^3\,n_3^3\sin\theta\,d\theta}{[n_o^2+\cos^2\theta\,(n_e-n_o^2)]^{3/2}} =$$

$$= -\Bigg|_0^{\frac{\pi}{2}}\frac{n_o\,n_e^3\cos\theta}{[n_o^2+\cos^2\theta\,(n_e^2-n_o^2)]^{1/2}} = n_e^2\,n_o$$

und wir bekommen endlich

$$N\,d\nu = (N_1+N_2)\,d\nu =$$

$$= \frac{4\pi\nu^2\,d\nu\,V}{c_0^3}\left(1+\frac{\nu}{3}\frac{\partial}{\partial\nu}\right)(n_o^3+n_o\,n_e^2).$$

Für isotrope Körper geht diese Formel in

$$N\,d\nu = \frac{8\pi\nu^2\,d\nu\,V}{c_0^3}\left(1+\frac{\nu}{3}\frac{\partial}{\partial\nu}\right)n^3$$

oder

$$N\,d\nu = \frac{8\pi\nu^2\,d\nu\,V}{c_0^3}n^3\left(n+\nu\frac{\partial n}{\partial\nu}\right),$$

was mit den Rechnungen von Laue[1]) im vollen Einklang steht.

1) M. Laue, Ann. d. Phys. **32**, 1092, 1910.

Kasan, September 1913.

(Eingegangen 23. September 1913.)

Resonanzspektren des Jods bei hoher Dispersion.
(Resonance Spectra of Jodine under High Dispersion.)

Von R. W. Wood.

(Mit Tafel LII und LIII.)

In meiner letzten Mitteilung über die Resonanzspektren des Jods[1]) habe ich gezeigt, daß die grüne Linie der Quecksilberdampflampe eine Breite hatte, die genügte, sie in den Stand zu setzen, zwei bis sieben der feinen Absorptionslinien des Jods zu decken. Bei der Cooper-Hewittschen Glaslampe war die grüne Quecksilberlinie so schmal, daß nur zwei Absorptionslinien erregt wurden; dagegen war bei der auf hoher Temperatur betriebenen Quarzlampe die Linie so stark verbreitert, daß sie sieben Absorptionslinien deckte. Im letztgenannten Falle bestand das Resonanzspektrum aus Liniengruppen, die in regelmäßigen Abständen längs des Spektrums auftraten, und dieser Erregungsart gab ich den Namen „vielfache Erregung". Ich sagte damals voraus, daß man das Aussehen der Liniengruppen von Grund auf würde verändern können, wenn man die Quarzlampe unter verschiedenen Bedingungen hinsichtlich der Temperatur und des Spannungsabfalls zwischen den Elektroden betreiben würde, weil man auf diese Weise die Breite der erregenden Linie verändern und die Anzahl der erregten Absorptionslinien leicht beeinflussen könnte. Die Durchführung dieses Planes hat reichlich neues Licht auf die Entstehung der Resonanzspektren geworfen, und weitere Verbesserungen an den Verfahren zur Ausnutzung des erregenden Lichtes haben es ermöglicht, die Resonanzspektren bei nur 24stündiger Exposition im Spektrum vierter Ordnung des großen ebenen Gitters zu photographieren, das ich in dem 42füßigen Spektrographen verwende, allerdings mit einer Linse von kürzerer Brennweite (2 m). Wenn man bedenkt, daß bei der ersten Untersuchung über die Fluoreszenz des Jods eine Exposition von 24 Stunden erforderlich war, um mit einem Hilgerschen Spektrographen mit einem Prisma eine befriedigende photographische Aufnahme zu gewährleisten, so erkennt man ohne weiteres den gewaltigen Gewinn an Leistungsfähigkeit. Ich kann jetzt gute Photogramme des Resonanzspektrums im Spektrum erster Ordnung des Gitters in 30 Minuten sicher erzielen.

Die vorjährige Arbeit hat dem theoretischen Physiker einige ganz scharf umrissene Probleme aus der Molekularmechanik zu lösen gegeben,

1) Diese Zeitschr. **14**, 177, 1913.

und ich fühle, daß ich jetzt zum ersten Male in der Lage bin, über die Natur dieser merkwürdigen Spektren einige ganz genaue Aufschlüsse zu geben, und zwar müssen uns diese Spektren, wenn wir sie erst in befriedigender Weise mathematisch erklären können, einen Schlüssel zum Mechanismus der molekularen Strahlung liefern, wie ihn nur der Zeemaneffekt besser zu liefern vermag.

Die Methoden, die ich bei der vorliegenden Arbeit benutzt habe, lassen sich kurz folgendermaßen skizzieren.

I. Regulierung der Erregung.

Der Joddampf wurde durch das Licht einer Quarzquecksilberdampflampe erregt, die mit verschiedenen Widerständen betrieben wurde, so daß sie zwischen den Elektroden einen Potentialabfall aufwies, der sich zwischen 25 Volt und 165 Volt bewegte. Das Bestreben der Lampe, auszugehen, wenn sie mit einem großen Widerstande in Reihe betrieben wurde, überwand ich dadurch, daß ich in den Kreis eine hohe Selbstinduktion einschaltete; diese bestand aus zwei Spulen sehr stark isolierten Drahtes mit lamellierten Kernen, die ich Herrn Cooper-Hewitt verdanke. Zur Bestimmung des Wattverbrauches benutzte ich in jedem Falle ein Voltmeter und ein Amperemeter, und während jeder Exposition wurde im Spektrum vierter Ordnung eines sechszölligen Gitters mit einer Linse von 3 m Brennweite das Aussehen der erregenden grünen Linie beobachtet, die mit dem Absorptionsspektrum des Jods zusammenfiel. Außerdem hat Herr Dr. J. A. Anderson für mich eine wertvolle Reihe von Photogrammen der mit dem Absorptionsspektrum zusammenfallenden grünen Linie mit dem großen Spektrographen des Mount Wilson Solar Observatory aufgenommen. Dieses letztgenannte Instrument hat eine Brennweite von 75 Fuß[1]) und ist mit einem Michelsonschen Gitter ausgestattet. Es scheint ungefähr dasselbe Auflösungsvermögen zu haben wie mein Spektrograph in East Hampton, doch wird es durch seine größere Brennweite befähigt, Photogramme zu liefern, die in ihrem Aussehen weit besser befriedigen, da bei meinem Instrument die Schärfe durch das Korn der Platte ziemlich verwischt wird.

Das Verfahren zur Regulierung der Erregung, das ich angenommen habe, macht die Verwendung zweier leistungsfähiger Spektrographen erforderlich; von diesen dient der eine zum Photographieren des Resonanzspektrums, der andere zur Beobachtung der erregenden grünen Linie während der Exposition und zur Feststellung darüber, welche der Absorptionslinien des Jods durch diese Linie erregt wird.

Ich habe auch noch eine sehr große und leistungsfähige Cooper-Hewittsche Glaslampe benutzt. Die Röhre dieser Lampe hat einen inneren Durchmesser von 5 cm, und die Lampe führt einen Strom, der sich zwischen drei und fünfzehn Ampere verändern läßt. Bei dieser Lampe benutzte ich ein neues Beleuchtungsverfahren, das von den bisher gefundenen das wirksamste zu sein scheint. Es wird durch Fig. 1 veranschaulicht. Drei gewaltige zylin-

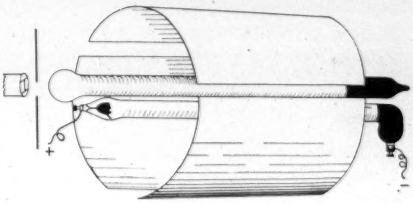


Fig. 1.

drische Reflektoren wurden aus gekrümmten Glasplatten hergestellt, wie sie für die Schaufenster von Eckläden verwandt werden. Diese Glasplatten wurden von einer Spiegelglasgesellschaft zu sehr niedrigem Preise versilbert geliefert und ergaben, als sie in der dargestellten Weise montiert waren, eine nahezu vollständige reflektierende Zylinderschale von mehr als einem halben Meter Durchmesser und Länge. Die ausgepumpte Röhre mit dem Jod und die Cooper-Hewitt-Lampe wurden nebeneinander längs der Achse des reflektierenden Zylinders angeordnet, und die ganze Anordnung bildete eine Art „Lichtherd", in dem der Joddampf mit großer Helligkeit glühte. Die Halter für die großen Spiegel und die parallelen Röhren sind in der Zeichnung fortgelassen, um diese nicht zu verwirren.

Eine weitere Regulierung der Erregungsmethode erreichte ich dadurch, daß ich das Licht des Quecksilberbogens durch eine große Glaskugel von 40 cm Durchmesser hindurchgehen ließ, die bis auf eine Menge Bromdampf ausgepumpt war, die ausreichte, um dem hindurch gelassenen Lichte eine kräftig gelbe Farbe zu geben. Der Bromdampf hat gewisse Linien, die mit Absorptionslinien des Jods zusammenfallen, und wenn wir ihn als Strahlenfilter benutzen, können wir aus der grünen Quecksilberlinie gewisse Frequenzen beseitigen und infolgedessen gewisse Jodlinien außer Tätigkeit setzen.

1) Rund 25 m. (D. Übers.)

II. Untersuchung der Beziehung zwischen Resonanzlinien (d. h. hellen Linien, die von dem Jod infolge der Erregung durch mehr oder minder monochromatisches Licht ausgesandt werden) und dem komplizierten Absorptionsspektrum, das, wie ich in meiner letzten Veröffentlichung dargetan habe, zwischen dem Blau und dem Rot ungefähr 35000 Linien enthält, von denen mehr als 100 auf ein Gebiet entfallen, das nicht breiter ist als der Abstand zwischen den gelben Natriumlinien. — Bei allen meinen bisherigen Untersuchungen bin ich der Meinung gewesen, daß jede helle Resonanzlinie mit irgendeiner der zahlreichen dunklen Absorptionslinien zusammenfiele; ich finde aber jetzt, daß dies nicht der Fall ist. Das direkte Verfahren, diese Frage zu lösen, würde darin bestehen, die beiden zusammenfallenden Spektren mit einem Auflösungsvermögen zu photographieren, das ausreichend wäre, um das Absorptionsspektrum vollständig aufzulösen. Das läßt sich nur mit einem Spektrographen ausführen, der mit dem auf dem Mount Wilson oder mit meinem eigenen in East Hampton vergleichbar ist, und es ist nahezu außer Frage, unter diesen Bedingungen das Resonanzspektrum zu photographieren. Es gibt indessen noch einen Weg, auf dem wir eine Antwort auf die Frage erlangen können: wir können das Resonanzspektrum photographieren, nachdem das Licht durch eine zweite Röhre oder Kugel hindurch gegangen ist, die Joddampf enthält, und dann zusehen, ob die zahlreichen Linien, welche die Resonanzgruppen bilden, alle in demselben Maße geschwächt werden, wie es der Fall sein würde, wenn sie alle mit Absorptionslinien von derselben Intensität zusammenfielen.

Dieser Punkt ist nicht nur vom theoretischen Gesichtspunkt aus wichtig, sondern auch vom experimentellen; im Falle der Erregung der Fluoreszenz in der langen Röhre durch die Cooper-Hewitt-Lampe ist nämlich das von den entfernteren Teilen der Röhre kommende Licht gezwungen, eine beträchtlich dicke Schicht Joddampf zu durchlaufen, und die Intensitätsverteilung unter den Linien der einzelnen Gruppen kann durch Absorption verändert werden. Es ergab sich in der Tat, daß dies der Fall war, und hierdurch erklärte es sich ohne weiteres, weshalb das durch die Cooper-Hewitt-Lampe erregte Resonanzspektrum von dem durch eine mit hohem Widerstand im Stromkreise betriebene Quarzlampe erregten ganz verschieden zu sein schien.

Bei der Erregung durch die Quarzlampe, deren Bild mit Hilfe eines großen Kondensors auf die Achse der Jodröhre entworfen wurde, hatte das emittierte Licht in Joddampf nur einen kurzen Weg zurückzulegen; infolgedessen spielte die Absorption eine geringere Rolle. Um aber ihren Einfluß noch weiter zu beseitigen, wurde ein Teil der Röhre mit Eis und Kochsalz abgekühlt, wodurch die Dichte des Joddampfes ungefähr zehnfach verkleinert wurde. Ich entdeckte alsbald eine neue Erscheinung, nämlich die, daß unter diesen Verhältnissen das Bandenspektrum, das, wie ich dargetan habe, stark entwickelt ist, wenn sich das Jod in Helium unter einem Druck von einigen wenigen Millimetern befindet, selbst dann ganz kräftig entwickelt ist, wenn sich das Jod in einem hochgradigen Vakuum befindet. Diese Angelegenheit soll weiter unten ausführlicher erörtert werden.

III. Photographische Aufnahme der Spektren.

Die durch die grüne und die beiden gelben Quecksilberlinien erregten Spektren wurden jedes für sich und zusammen, unter Verwendung von Strahlenfiltern aus Neodym oder Eosin, die zwischen die Quecksilberlampe und die Jodröhre eingeschaltet worden waren, im Spektrum erster Ordnung des großen Gitters photographiert, und die interessanteren Gruppen von Resonanzlinien wurden im Spektrum vierter Ordnung desselben Gitters aufgenommen. Dabei zeigte sich, daß sie komplizierter waren, als zuerst angenommen worden war, und hierdurch erklärte sich auch das eigentümliche Verhalten einiger der Linien, wenn die erregende Lampe unter verschiedenen Bedingungen betrieben wurde.

Es ist ganz unmöglich, von den Photogrammen Reproduktionen zu liefern, die alle die interessanten Punkte erkennen lassen, und zwar infolge der ungeheuren Intensitätsunterschiede der Linien, aus denen die Gruppen bestehen. Ich gebe jedoch in Fig. 2 (Tafel LII) eine Reproduktion des gesamten durch die große Cooper-Hewitt-Lampe erregten Resonanzspektrums und habe darunter die Wellenlänge jeder einzelnen Linie verzeichnet. Dieses Verfahren ist meiner Ansicht nach einer Wellenlängentabelle aus dem Grunde vorzuziehen, weil hierbei die Frage nach der Feststellung der Identität irgendeiner gegebenen Linie fortfällt. Dieses Spektrum wird von dem Joddampf emittiert, wenn er von der Gesamtstrahlung der Quecksilberlampe beleuchtet wird, wobei indessen die grüne Linie und die beiden gelben Linien die einzigen sind, die bei der Erregung mitspielen. Die unmittelbar unter diesem Spektrum stehende Fig. 3 (Tafel LII) ist das Spektrum,

das durch das Licht der Quarzlampe erregt wird, wenn man diese mit einer Potentialdifferenz von 140 Volt zwischen den Elektroden betreibt; in diesem Falle werden die Quecksilberlinien so verbreitert, daß sie eine Anzahl von Absorptionslinien des Jods bedecken. Das übergelagerte Spektrum kurzer Linien ist das des Neons. Zu Vergleichszwecken habe ich das bei Erregung mit der Cooper-Hewitt-Lampe erhaltene Spektrum unmittelbar darunter und mit ihm koinzidierend angebracht. Diese beiden Photogramme wurden mit einem großen Plangitter im Spektrum erster Ordnung aufgenommen und sind daher sehr nahezu normal.

Der interessanteste Teil des Spektrums und der, den ich am eingehendsten untersucht habe, ist das Gebiet zwischen der grünen und den gelben Quecksilberlinien. In diesem Gebiete sind gewöhnliche isochromatische Platten (von Cramer) äußerst empfindlich, volle achtmal so empfindlich wie Spektrumplatten; infolgedessen verringert sich die Expositionszeit dementsprechend. Einige der Platten wurden nur zehn bis fünfzehn Minuten lang exponiert, und folglich konnten an einem einzigen Tage viele verschiedene Beobachtungen ausgeführt werden. Bei Verwendung von Spektrumplatten und bei Anwendung des Bromfilters dauerten dagegen die Expositionen oft fünf Tage, und die Quarzlampe war dabei Tag und Nacht ununterbrochen in Betrieb.

Wir wollen mit der Besprechung der Spektren beginnen, die von der grünen Linie erregt wurden, während die Lampe unter wechselnden Bedingungen betrieben wurde. Wir werden zunächst die Erscheinungen im allgemeinen feststellen und eine Nomenklatur geben müssen, da der Gegenstand ein wenig verwickelt ist. In erster Linie ist es von äußerster Wichtigkeit, festzustellen, was in der unmittelbaren Nachbarschaft der erregenden Linie vor sich geht. Wie ich in früheren Veröffentlichungen gezeigt habe, sendet der Dampf immer eine Linie aus, deren Wellenlänge mit jener des erregenden Lichtes identisch ist. Diese Linie wollen wir der Kürze halber die „R. R.-Linie" (R. R. = Resonance Radiation, Resonanzstrahlung) nennen. Wenn wir von dem Spalt des Spektroskops sorgfältig alles Licht abblenden, mit Ausnahme des von dem Joddampf kommenden — und das können wir mit Hilfe einer zwischen den Spalt und das abgerundete Ende der Jodröhre eingeschalteten kleinen Blende —, so finden wir, daß die R. R.-Linie von Trabanten begleitet ist, die eine Gruppe bilden, welche in ihrem Aussehen den übrigen längs des Spektrums in Abständen auftretenden Gruppen sehr ähnlich ist. Die tatsächliche Breite der Gruppe von sieben Absorptionslinien, die von der grünen Quecksilberlinie bedeckt wird, beträgt nun nur etwa $^1/_{30}$ von der Breite der Liniengruppe, welche die R. R.-Linie begleitet.

In Fig. 4 (Tafel LIII) haben wir ein Photogramm des Absorptionsspektrums des Jods[1]), und unmittelbar darüber eine Zeichnung eines Teils der die R. R.-Linie umgebenden Gruppe. Die sieben Linien, welche von der grünen Quecksilberlinie bedeckt werden, sind durch die Pfeile bezeichnet. Die obere Zeichnung ist nach rechts verschoben worden, um möglichst viel von der Gruppe zu zeigen. Um die beiden Spektren zur Koinzidenz zu bringen, müßte man die mit „Hg" bezeichnete Linie über die sieben Absorptionslinien bringen.

Der Umstand, daß die Liniengruppe bei der R. R.-Linie viele Male breiter ist als die Gruppe von sieben Absorptionslinien, ist ein sehr wichtiger Punkt, ja der allerwichtigste, denn wir lernen daraus, daß jede einzelne der Absorptionslinien für mehr als eine einzige Linie in jeder Gruppe verantwortlich sein muß. Die R. R.-Linien der sieben Absorptionslinien würden bei dem bei Beobachtungen des Resonanzspektrums angewandten Auflösungsvermögen alle übereinander gelagert erscheinen, und der Umstand, daß an dieser Stelle eine Gruppe von Linien erscheint, lehrt uns, daß jede einzelne Absorptionslinie uns eine R. R.-Linie mit einem oder mehreren nahen Begleitern liefert. Die R. R.-Linien sind natürlich in den Photogrammen übereinander gelagert, aber die Trabanten liegen weit genug entfernt, um aufgelöst zu werden, und bilden, zusammen genommen, eine Gruppe. Wenn die Spannung an der Lampe erhöht wird, nehmen die Begleitlinien an Zahl in dem Maße zu, wie mehr und mehr Absorptionslinien von der grünen Linie bedeckt werden.

Dies wird vielleicht leichter verständlich werden, wenn wir die Fig. 5 betrachten; diese Figur gibt eine Übersicht über die Gruppen der durch die Quarzquecksilberlampe unter verschiedenen Betriebsbedingungen erregten Resonanzspektren des Jods. Bei einer Potentialdifferenz von 140 Volt finden wir drei einander sehr ähnliche Liniengruppen bei den Wellenlängen 5461, 5525 und 5657,1 Å.-E., ein charakteristisches schwaches Triplett zur Linken, ein starkes Triplett in der Mitte, und zwei oder drei

1) Dieses Photogramm ist von Herrn Ellerman am Mount Wilson Solar Observatory aufgenommen worden. Es ist mit einer sehr feinkörnigen „Process"-Platte aufgenommen und hält die Vergrößerung viel besser aus als meine eigenen Photogramme.

schwache Linien zur Rechten. Es hat sich nun herausgestellt, daß das allgemeine Gesetz der Resonanzspektren folgendes ist: Die Erregung einer einzelnen Absorptionslinie gibt zur Emission eines Spektrums von (gewöhnlich) Einzellinien Anlaß, die in merklich gleichen Abständen längs eines Normalspektrums angeordnet sind, wobei häufig gewisse Linien in der Serie fehlen. Wenn nun jene Liniengruppen, welche auftreten, wenn eine sehr enge Gruppe von Absorptionslinien erregt wird (vielfache Erregung), durch die Übereinanderlagerung einer Anzahl von Serien äquidistanter Linien gebildet würden, die alle an demselben Punkte entspringen würden (soweit das angewandte Auflösungsvermögen in Frage kommt), so würden sie in ihrem Aussehen identisch sein, aber ihre Breite würde im Verhältnis 0:1:2:3 usw. zu-

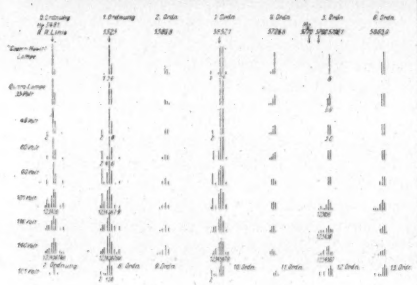


Fig. 5.

nehmen. Die Breite der ersten Gruppe, die sich aus den übereinander gelagerten R. R.-Linien zusammensetzt, würde gleich der Breite der Gruppe von Absorptionslinien sein und würde bei dem benutzten Dispersionsvermögen merklich null sein. Der Umstand, daß die charakteristische Gruppe um die erregende Linie auftritt, und daß die Breite der Gruppen merklich dieselbe ist, statt im Verhältnis 1:2:3 usw. zuzunehmen, läßt es wahrscheinlich erscheinen, daß sie auf folgende Weise entstehen. Jede Absorptionslinie bringt eine Serie äquidistanter Linien hervor, die sich übereinander lagern, und die das bilden, was wir als die „Kerne" der Gruppen bezeichnen können. Diese Linien werden von Trabanten begleitet, welche zuweilen auf die rechte und zuweilen auf die linke Seite der Hauptlinien entfallen. Die Lage eines Trabanten hängt davon ab, welche der sieben Absorptionslinien erregt wird, aber für irgendeine gegebene Absorptionslinie sind die Lage der Begleitlinie und ihr Abstand von der Hauptlinie (dem Kern der Gruppe) dieselben, sowohl für die R. R.-Linie, also auch für die Linien der äquidistanten Serien. Eine sehr sorgfältige Untersuchung von einigen dreißig, unter verschiedenen Bedingungen aufgenommenen Photogrammen hat mir die Überzeugung gegeben, daß die Gruppen in der skizzierten Weise entstehen. Das gilt natürlich nur für Gruppen von identischem Aussehen.

Da es nötig sein wird, einige der übrigen Liniengruppen zu besprechen und sie mit den drei vorerwähnten zu vergleichen, werden wir gut daran tun, ein bequemes Verfahren zur Identifizierung anzunehmen. Da sie zur Rechten und zur Linken der erregenden Linie in regelmäßigen Abständen längs des Spektrums auftreten, können wir der Bequemlichkeit halber die Bezeichnungsweise annehmen, die man bei den Gitterspektren anwendet, und von ihnen als von Gruppen der ersten, zweiten, dritten usw. Ordnung sprechen. Die R. R.-Linie würde danach die Ordnungszahl 0 haben, die Gruppen auf der kurzwelligen Seite die Ordnungszahlen — 1, — 2 usw., und jene auf der langwelligen Seite die Ordnungszahlen 1, 2, 3, 4 usw. Die charakteristischen Gruppen, die wir erörtert haben, und die genau ähnlich sind, sind von der Ordnung 0, 1 und 3. Sie sind sonst nirgends zu finden, obgleich sich die Gruppe fünfter Ordnung, welche die langwelligere gelbe Quecksilberlinie deckt, von diesen Gruppen nur darin unterscheidet, daß ihre Mitte von einem Duplett gebildet wird, statt von einem Triplett. Diese Gruppe ist nur in Photogrammen des Resonanzspektrums zu sehen, das durch die grüne Linie allein erregt wird, d. h., wenn das gelbe Licht aus den erregenden Strahlen mit Hilfe eines Strahlenfilters aus Neodym beseitigt worden ist. Sie ist in Fig. 6 (Tafel LII) gut wiedergegeben; die Lage der gelben Quecksilberlinien ist in der Figur durch Pfeile bezeichnet.

Die Bildung von Liniengruppen in der geschilderten Weise scheint durchaus charakteristisch zu sein, denn dasselbe tritt im Falle der Erregung durch die beiden gelben Quecksilberlinien auf, wie Fig. 7 (Tafel LII) zeigt. In diesem Falle wurde die grüne Linie mittels eines Eosinfilters aus dem erregenden Strahlenbündel entfernt. Wir haben in diesem Falle die Gruppen von der Ordnung 1 und Gruppen von der Ordnung — 1 und — 2 zur Rechten und zur Linken der Gruppen, die mit den erregenden Linien zusammenfallen (Ordnung 0).

Wenn ich meine Arbeiten über die Resonanzspektren des Natriums durchgehe, so finde ich zahlreiche Fälle, die den im vorstehenden aufgezählten analog sind; allerdings sind die

Gruppen nicht so kompliziert wie beim Joddampf. Die Erregung des Natriumdampfes durch die Linie 5086 Å.-E. der Kadmium-Quarzglaslampe ruft eine Serie von Dupletts hervor, deren Komponenten ungefähr 6 Ångström-Einheiten auseinander liegen. Eine von diesen findet sich an der Stelle der Erregung (5086 Å.-E.); mit anderen Worten: wir haben die R. R.-Linie (5086 Å.-E.) mit einem starken Trabanten in 6 Å.-E. Abstand zu ihrer Rechten, und das so gebildete Duplett wiederholt sich in regelmäßigen Abständen längs des Spektrums.

Wir wollen nun die Untersuchung der durch die grüne Quecksilberlinie erregten Gruppen wieder aufnehmen. Das Problem besteht darin, die einander entsprechenden Linien der einzelnen Gruppen festzustellen und zu bestimmen, welche der Absorptionslinien des Jods mit ihnen verkettet sind. Dies wurde, wie ich bereits weiter oben gesagt habe, in der Weise bewerkstelligt, daß die Quarzbogenlampe unter verschiedenen Bedingungen betrieben wurde. In den Fig. 8, 9, 10 und 11 (Tafel LIII) sehen wir Photogramme des Absorptionsspektrums des Jods, das mit der grünen Quecksilberlinie zusammenfällt, bei Spannungen von 45, 60, 110 und 90 Volt zwischen den Klemmen der erregenden Lampe. Diese Photogramme hat Herr Dr. Anderson am Mount Wilson Solar Observatory für mich aufgenommen. Ich habe in Fig. 8 die Absorptionslinien des Jods numeriert, wie in meiner früheren Veröffentlichung. Ein anderes Verfahren, den Zusammenhang zwischen der erregenden Linie und den Absorptionslinien zu untersuchen, besteht darin, die Emissionslinie des Quarzlichtbogens allein und nach dem Durchgange des Lichtes durch eine Kugel mit Joddampf zu photographieren. Fig. 12 (Tafel LIII) zeigt (im oberen Spektrum) die grüne Linie bei einer Potentialdifferenz von 45 Volt und (im unteren Spektrum) dieselbe Linie, nachdem sie eine Absorption seitens des Joddampfes erlitten hat. Diese Figur ist insofern interessant, als sie zeigt, wie der Charakter einer erregenden Linie durch ein Strahlenfilter, wie etwa durch Brom, verändert werden kann. In Fig. 9 ist die grüne Linie unterhalb des Absorptionsspektrums durch Joddampf hindurchgeschickt worden.

Wir sehen nun zunächst (Fig. 8), daß schon bei dieser niedrigen Spannung eine Spur einer Umkehrung vorhanden ist, und daß die Mitte der Linie zwischen die Absorptionslinien 3 und 4 fällt, wobei sie ziemlich viel näher zu der erstgenannten liegt. Ich habe in diesem Sommer die grüne Linie der Cooper-Hewittschen Glaslampe zusammen mit der Jodabsorption mit meinem 42füßigen Spektrograph in East Hampton photographiert; dieser Spektrograph ist unterirdisch aufgestellt und soll an anderer Stelle (im Astrophysical Journal) beschrieben werden. Die Linie zeigt in diesem Falle keine Spur einer Umkehrung und fällt nahezu mit der Absorptionslinie 3 zusammen. Ich bin im Zweifel, ob in diesem Falle die Linie 4 überhaupt eine Erregung erfährt. Die hier wiedergegebenen Photogramme bilden nur einen kleinen Teil der gesamten Aufnahmen.

Die durch die Linie 5461 Å.-E. erregten Gruppen sind in Fig. 5 schematisch gezeichnet; dabei sind die Abstände zwischen den Gruppen etwas verringert worden, um Raum zu sparen. Das untere Spektrum, das bei Betrieb der Lampe mit 140 Volt erregt worden ist, ist mit dem in Fig. 6 (Tafel LII) wiedergegebenen Photogramm identisch. Die genauen Wellenlängen der Linien werde ich unten in einer Tabelle angeben.

Ich habe die Linien in den charakteristischen Gruppen zum Zwecke der Identifizierung numeriert, und die Übersicht zeigt die Gruppen so, wie sie in den im Spektrum erster Ordnung des großen Gitters aufgenommenen Photogrammen erscheinen. Die Intensitäten werden durch die Längen der Linien angedeutet. Das Aussehen der Gruppen bei dem höheren Auflösungsvermögen des Spektrums vierter Ordnung soll weiter unten besprochen werden.

Wir wollen damit beginnen, daß wir das von der Cooper-Hewitt-Lampe erregte Spektrum und das von der mit 35 Volt arbeitenden Quarzlampe erregte miteinander vergleichen, von denen wir erwarten sollten, daß sie identisch sind, da die Dampfdichte in der Lampe ungefähr dieselbe ist. Das ist indessen keineswegs der Fall. Die Gruppe erster Ordnung besteht bei Erregung durch die Cooper-Hewitt-Lampe aus der „Kernlinie" 5525 A.-E. mit einer schwächeren Begleitlinie zur Rechten und einer noch schwächeren weit ab zur Linken, welch letztere ich mit der Absorptionslinie 1 der vollständigen Gruppe identifiziert habe, wie sie in dem von der Lampe beim Betriebe mit 140 Volt erregten Spektrum erscheint. Bei Erregung durch die mit 35 Volt brennende Quarzlampe besteht die Gruppe aus zwei Linien von nahezu gleicher Intensität ohne eine Spur der Linie 1. Dieser Befund machte mir lange Zeit Kopfzerbrechen, aber ich glaube, daß ich die Erklärung dafür gefunden habe. Bei der Erregung durch die Cooper-Hewitt-Lampe wird das Licht von einer langen Joddampfsäule ausgesandt und ist infolgedessen

dem Absorptionsvermögen des Dampfes ausgesetzt. Kontrollversuche zeigten nun, daß das auf der rechten Seite liegende Glied dieses Dupletts von Joddampf weit stärker absorbiert wurde als das auf der linken Seite liegende. Der Versuch wurde auf folgende Weise angestellt: Eine Jodröhre von einem halben Meter Länge wurde vor dem Spalt des Spektroskops in der üblichen Weise so angeordnet, daß ihre Achse der Achse des Kollimators parallel war. Das Bild des Quarzquecksilberbogens wurde zuerst auf das dem Spalt zunächst gelegene Ende der Röhre eingestellt und darauf auf das entferntere Ende. Im letztgenannten Falle war das von dem leuchtenden Dampfe ausgehende Licht gezwungen, eine beträchtlich dicke Schicht Joddampf von derselben Dichte wie der strahlende Dampf zu durchlaufen. Die beiden Photogramme sind in Fig. 13 (Tafel LII) wiedergegeben, und zwar ist das untere Spektrum mit Absorption im Jod aufgenommen worden, das obere ohne Absorption. Im übrigen waren alle Bedingungen gleich. Trotzdem finden wir, daß nur das rechts gelegene Glied der starken Liniengruppe in der Mitte der Gruppe erster Ordnung übrig bleibt, während die Intensität der schwächeren Begleitlinien überhaupt kaum vermindert worden ist. Dieser Befund lehrt uns, daß die Resonanzlinien nicht alle mit Absorptionslinien zusammenfallen, oder zum mindesten, daß ihre Intensitäten nicht proportional sind. Er erklärt auch die verhältnismäßig geringe Stärke der Linie 6 in der Gruppe erster Ordnung im Falle der Erregung durch die Cooper-Hewitt-Lampe; in diesem Falle wirkt nämlich wegen der bei diesem Versuche benutzten langen Röhre der Absorptionsfaktor mit. Die Verschiedenheit im Aussehen der Gruppen der vierten und der fünften Ordnung im vorliegenden Falle läßt sich indessen auf diese Weise nicht erklären, denn es scheint, wie aus den Photogrammen hervorgeht, keine selektive Absorption der Linien dieser Gruppen vorzuliegen. Wir sind daher zu dem Schlusse gezwungen, daß die Erregung in den beiden Fällen nicht dieselbe ist, und ich bin der Meinung, daß im Falle der mit 35 Volt betriebenen Quarzlampe die Absorptionslinie 4 in gewissem Grade erregt wird, während im Falle der Cooper-Hewitt-Lampe die Erregung auf die Linie 3 beschränkt ist. Diese Ansicht wird durch die Photogramme bestätigt, die ich im Laufe des letzten Sommers von der grünen Linie der beiden Lampen aufgenommen habe. Es muß ferner bemerkt werden, daß im Falle der Erregung durch die Cooper-Hewitt-Lampe die Begleitlinie Nr. 1 in den Gruppen erster und dritter Ordnung erscheint. Bei Erregung durch die Quarzlampe erscheint diese Linie erst, wenn die Spannung, mit der die Lampe betrieben wird, auf 100 Volt oder darüber gesteigert wird. Auf Grund von Beobachtungen an vielen Photogrammen bin ich geneigt, diese Linie auf die Erregung einer Absorptionslinie zurückzuführen, die ich in dem Photogramm (Fig. 8, Tafel LIII) mit o bezeichnet habe, und die mit jener Komponente der Quecksilberlinie zusammenfällt, welche die kürzeste Wellenlänge hat und in Fig. 9 (Tafel LIII) gut zu sehen ist. Diese Komponente tritt im Lichte der Cooper-Hewitt-Lampe deutlicher hervor als in jenem der Quarzlampe.

Wenn man die Spannung an der Quarzbogenlampe auf 46 Volt steigert, verbreitert sich die grüne Linie und bedeckt die Absorptionslinie 3 vollständig und die Linie 4 beinahe; dabei erregt sie diese sozusagen an ihrem kurzwelligeren Rande. Es ist bisher noch nicht festgestellt, ob das Resonanzspektrum verschieden ist, je nachdem, ob die erregende Linie genau dieselbe Schwingungszahl hat wie die Absorptionslinie, oder eine ein wenig von dieser abweichende, so daß sie die Absorptionslinie nur an einem Rande trifft. Das ist ein äußerst wichtiger Punkt, und ich hoffe, gelegentlich irgendwie Mittel und Wege zu finden, die Faktoren so zu regulieren, daß die Frage beantwortet werden kann. Einstweilen sehe ich mich indessen zu der Annahme gezwungen, daß es keinen Unterschied macht.

Die starke Erregung der Absorptionslinie 4 scheint die Begleitlinie Nr. 2 der Gruppen hervorzurufen. Bei 60 Volt Potentialdifferenz an den Klemmen der Quarzlampe erscheint die Linie 4 in den Gruppen, und da uns die Fig. 9 (Tafel LIII) zeigt, daß jetzt die Absorptionslinie Nr. 2 durch die weitere Zunahme der Breite der grünen Linie erregt wird, so können wir die Begleitlinie 4 als von dieser Absorptionslinie herrührend ansehen. Bei 90 Volt Spannung an der Lampe sehen wir, wie die Absorptionslinie Nr. 5 von der erregenden Strahlung erfaßt wird, und es erscheint die Begleitlinie Nr. 9.

Es ist überaus schwierig, festzustellen, welche Linien in dieser Weise miteinander verbunden sind, und ich habe viele Stunden mit der Untersuchung und Vergleichung der Photogramme zugebracht.

Gewisse Punkte, die ich hier nicht auseinandersetzen kann, ließen es dringend notwendig erscheinen, Photogramme der Resonanzliniengruppen bei der größten möglichen Dispersion zu gewinnen, und ich ging demgemäß zum Spektrum vierter Ordnung des großen Gitters über und verschaffte mir so eine

Reihe ausgezeichneter Photogramme der Gruppen erster und dritter Ordnung bei Erregung durch die unter verschiedenen Potentialdifferenzen brennende Quarzbogenlampe sowie durch die Cooper-Hewitt-Lampe. Vergrößerungen der Gruppe erster Ordnung sind in Fig. 14 (Tafel LIII) wiedergegeben. Der interessanteste Punkt, der sich hierbei herausstellte, war die Tatsache, daß die Linie Nr. 4 der Gruppe ein enges Duplett war, und daß die Komponente mit der größeren Wellenlänge verschwand, wenn das erregende Licht durch Bromdampf filtriert wurde. Das Filtrieren des erregenden Lichtes durch Brom verursacht auch das Verschwinden der Linie Nr. 3 aus der Resonanzgruppe, wie ich dies in meiner früheren Mitteilung gezeigt habe. Dank der Verbesserung in der Schärfe, die der 40füßige Spektrograph aufweist, seit ich ihn unter der Erde aufgestellt habe, war ich in den Stand gesetzt, ein befriedigenderes Photogramm der Absorptionsspektren des Broms und Jods in Koinzidenz zu erzielen als das im letzten Sommer erhaltene. Dieses Photogramm ist in Fig. 15 (Tafel LIII) wiedergegeben. In dieser Figur wird die Gruppe der sieben Jodlinien, mit denen wir es hier zu tun haben, durch die Pfeile bezeichnet. Der Bromdampf nimmt aus der grünen Quecksilberlinie jene Frequenzen fort, die imstande sind, die Jodlinien 3, 6 und 7 zu erregen. Hierbei ist die Beseitigung am vollkommensten bei der Linie 3, bei welcher die Koinzidenz eine absolute ist. Die mit der hohen Dispersion aufgenommenen Photogramme zeigen, daß die Linie 5 der Resonanzgruppe, die ich als die „Kernlinie" bezeichnet habe, doppelt und schließlich dreifach wird, wenn man die Spannung an dem erregenden Lichtbogen steigert. Nach der Theorie über die Bildung der Gruppen, die ich vorgeschlagen habe, würde diese Tatsache bedeuten, daß die Kernlinien, welche den verschiedenen Absorptionslinien entsprechen, nicht genau mit diesen zusammenfallen, wie anfänglich angenommen wurde. In Fig. 16 habe ich eine Zeichnung der Gruppe zweiter Ordnung gegeben, wie man sie bei hoher Dispersion erhält, wenn die erregende Lampe mit verschiedenen Potentialdifferenzen betrieben wird, sowie ferner eine Zeichnung, welche, soweit ich einstweilen zu sagen in der Lage bin, die Zerlegung der Gruppe in ihre Bestandteile darstellt. Die Nummer der Absorptionslinie des Jods, welche das Element der Gruppe bildet, ist an der rechten Seite angegeben; so liefert uns beispielsweise die Absorptionslinie Nr. 3 die Kernlinie Nr. 5 und die Begleitlinie Nr. 6.

Im Falle der Erregung durch die Cooper-Hewitt-Lampe ist eine Anzahl schwacher Begleitlinien vorhanden, die in keinem der übrigen Fälle erscheinen, wenigstens nicht bei den angewandten Expositionszeiten. Dies kann eine Folge des Umstandes sein, daß durch die Absorption, die bei dieser Art der Erregung eine hervorragende Rolle spielt, die stärkeren Linien stärker geschwächt werden. Bei Erregung durch die mit 46 Volt brennende Quarzbogenlampe erhalten wir die Kernlinie 5 und die Trabanten 2 und 6. Bei 60 Volt erscheint links von der Kernlinie ein Trabant. Ich glaube, daß dieser eine Folge der Erregung der Absorptionslinie Nr. 2 ist, bin indessen hierüber nicht ganz sicher. Bei 90 Volt erscheint zum ersten Male die Linie 4, ein enges Duplett. Es ist ganz sicher, daß dieses Duplett eine Folge der Erregung zweier Absorptionslinien des Jods ist; wenn man nämlich das erregende Licht durch Brom filtriert, verschwindet die rechts gelegene Komponente des

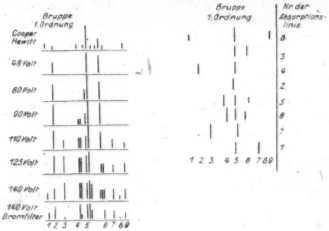


Fig. 16.

Dupletts; folglich muß die Komponente auf der linken Seite durch eine Absorptionslinie des Jods erregt werden, die nicht mit einer Bromlinie zusammenfällt, und die mit der Quecksilberlinie zum ersten Male dann zusammenfällt, wenn die Lampe mit 90 Volt betrieben wird. Diese Linie scheint die Absorptionslinie Nr. 5 zu sein, während die andere Komponente, die durch Filtrieren des erregenden Lichts durch Brom beseitigt wird, vermutlich von der Absorptionslinie 6 herrührt. In der Gruppe dritter Ordnung erscheint dieses Duplett an derselben Stelle, aber seine rechte Komponente hat hier ungefähr die dreifache Intensität der linken; wird das erregende Licht durch Brom filtriert, so werden die Intensitäten der beiden Komponenten ungefähr gleich groß, wie wir es erwarten würden.

Die Linie Nr. 3 erscheint zum ersten Male, wenn die Spannung an der Lampe 110 Volt beträgt, sie ist dann viel schwächer als die Linie 2. Bei 125 Volt haben die Linien 2 und 3 dieselbe Intensität, während bei 140 Volt

die Linie 3 viel stärker ist als die Linie 2. Linie 3 wird durch Filtrieren des erregenden Lichts durch Brom fortgeschafft, und ich glaube, daß sie ein von der Erregung der Absorptionslinie 7 herrührender Trabant ist, und daß die mit ihr zusammenhängende Kernlinie ein wenig rechts von der Kernlinie liegt, welche von den Absorptionslinien 3 und 4 erregt wird.

Die Schwierigkeit, die gewonnenen Ergebnisse zu deuten, beruht auf dem Umstande, daß sich die Quecksilberlinie bei Steigerung der Spannung sowohl nach rechts als auch nach links verbreitert, so daß gleichzeitig zwei Absorptionslinien erfaßt werden können. Wenn dieser Fall eintritt, können wir zwischen den beiden Absorptionslinien nur dann eine Entscheidung treffen, wenn die eine von ihnen mit einer Bromlinie zusammenfällt und die andere nicht. Was wir gerade jetzt am notwendigsten brauchen, sind ein oder mehrere Filter von ähnlicher Art wie Bromdampf, aber ich bin nicht imstande gewesen, etwas zu finden, was hinreichend schmale Linien hätte, obwohl ich eine Anzahl von Dämpfen versucht habe, die recht vielversprechend aussahen. Noch besser würde es sein, die Wellenlänge einer schmalen erregenden Linie in der Weise zu verändern, daß man sie schrittweise von einer Absorptionslinie zur nächsten übergehen lassen würde. Dies wird sich möglicherweise in der Weise ausführen lassen, daß man Wasserstoff in die Cooper-Hewitt-Lampe eintreten läßt, obschon ich fürchte, daß dadurch die Linie nicht nur verschoben, sondern auch verbreitert werden wird. Ich werde versuchen, die Quecksilberlampe in ein Magnetfeld zu setzen, sobald ich einen Weißschen Magnet zur Verfügung haben werde.

Wenn wir das Resonanzspektrum als Ganzes untersuchen, so finden wir, daß es sich aus Gruppen zusammensetzt, die den Gruppen, die wir ziemlich eingehend betrachtet haben, mehr oder weniger ähnlich sind, sowie aus schwächeren Gruppen weniger scharf definierter Linien (verwaschener Tripletts von der Art der Gruppen zweiter und vierter Ordnung bei Erregung durch die mit 90 Volt betriebene Lampe, wie sie in Fig. 5 wiedergegeben sind). Die Anordnung dieser Gruppen im Spektrum ist bemerkenswert: wir finden nämlich, daß sich die Anordnung wiederholt. Wenn wir die verwaschenen Tripletts mit „H" bezeichnen (H = hazy, verwaschen) und die Gruppen scharfer Linien mit „S" (S = sharp, scharf), so stellt sich das vollständige Spektrum folgendermaßen dar:

Ordnungszahl:	−1	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
	H	*S*	*S*	*H*	*S*	*H*	*S*	*S*	*H*	*S*		*S*	*H*	*S*	*S*	*H*	*S*	*H*	*S*	*S*	*H*	*S*

Ich habe in dieser Übersicht die Anordnung unterstrichen, die sich mit Sicherheit dreimal, und wahrscheinlich viermal, wiederholt, wenngleich hinsichtlich der Gruppen 19ter und 20ter Ordnung einiger Zweifel besteht. Die Folge erfährt eine Unterbrechung bei der neunten Gruppe, welche fehlt.

Wir wollen nun die scharfen Gruppen betrachten, die im roten und orange Teil des Spektrums auftreten. Wie wir gesehen haben, sind die Gruppen mit den Ordnungszahlen 0, 1, 3 und 5 in ihrem Aussehen fast identisch. In Fig. 5 habe ich unten eine Zeichnung der Gruppen von höherer als sechster Ordnung für den Fall der Erregung durch die mit 101 Volt betriebene Lampe gegeben. Wie wir sehen, sind in den Gruppen scharfer Linien (8, 10, 12 und 13) die Trabanten verschieden angeordnet. In der Gruppe achter Ordnung ist beispielsweise die Verteilung des Tripletts links von dem starken Triplett in der Mitte sehr verschieden von der Verteilung, die wir in den Gruppen mit niedrigerer Ordnungszahl erhalten, und ich halte es für ganz sicher, daß die Linie mit der kürzesten Wellenlänge in dieser Gruppe der Linie Nr. 2 in den Gruppen mit niedrigerer Ordnungszahl entspricht. Diese Verzerrung der Gruppen, die wir finden, wenn wir im Spektrum aufwärts gehen, beruht natürlich auf dem Umstande, daß die Begleitlinien in bezug auf die Kernlinie verschieden angeordnet sind.

In der umstehenden Tabelle sind die Wellenlängen der Linien des vollständigen Resonanzspektrums angegeben, das von der grünen Quecksilberlinie erregt wird, wenn die Quarzbogenlampe mit einer Potentialdifferenz von 150 Volt betrieben wird. Die Zahlen links von den Wellenlängen entsprechen den in Fig. 5 angegebenen Zahlen und dienen dazu, die Linien der Gruppe mit denen in der Zeichnung zu identifizieren. Die Zahlen rechts von den Wellenlängen sind in hoher Annäherung den Intensitäten der Linien proportional; dabei bedeutet „1" sehr schwach und „10" sehr stark. In den Gruppen mit den Ordnungszahlen 0, 1 und 3 sind die Wellenlängen auf Grund von Photogrammen bestimmt worden, die im Spektrum vierter Ordnung des großen Gitters aufgenommen worden waren; diese Wellenlängen können als bis auf 0,02 Ångström-Einheiten richtig angesehen werden.

Durch die Quecksilberlinie 5460,7 Å.-E. erregte Wellenlängen.

Ordnungszahl — 2.

	5334,45	1
	5336,85	1

Ordnungszahl — 1.

	5395,83	2
	5398,22	3
	5400,11	2

Ordnungszahl 0.

1	5455,16	3
2	5456,00	4
3	5457,34	4
4	5459,58	8
5	5460,74	10 *Hg*
6	5462,32	8
7	5464,35	2
9	5466,60	4

Ordnungszahl 1.

1	5518,76	2
2	5519,69	3
3	5521,32	4
4	5523,56	4
	5523,78	4
	5524,67	5
5	5524,94	6
	5525,12	4
	5525,20	2
6	5526,52	3
	5527,15	2
7	5528,52	3
9	5530,38	3

Ordnungszahl 2.

	5583,0	1
	5585,1	1
	5587,4	2
	5589,4	3
	5591,8	2

Ordnungszahl 3.

1	5649,30	2
2	5650,87	3
3	5652,88	4
4	5655,75	1
	5655,97	4
5	5657,06	2
	5657,38	5
6	5658,76	3
7	5660,50	2
9	5661,40	2

Ordnungszahl 4.

	5715,25	1
	5718,14	2
	5720,10	3
	5720,45	3
	5723,25	4
	5724,85	4
	5726,45	3

Ordnungszahl 5.

1	5785,1	2
2	5786,7	3
3	5789,6	4
4	5793,3	6
5	5794,2	8
6	5796,3	5
7	5797,4	5

Ordnungszahl 6.

1	5858,3	1
	5860,7	1
	5864,4	4
	5865,7	6
	5867,5	3

Ordnungszahl 7.

	5927,06	1
	5933,96	2
	5940,86	1

Ordnungszahl 8.

2	6000,86	3
	6004,15	3
	6006,36	3
4	6008,86	6
5	6010,26	8
6	6012,11	6

Ordnungszahl 9.

Fehlt.

Ordnungszahl 10.

2	6149,66	3
	6153,41	2
	6155,39	2
	6159,01	5
	6160,46	8
	6162,26	5

Ordnungszahl 11.

	6228,56	1
	6231,06	1
	6234,0	1
	6235,96	3
	6237,36	6
	6239,16	4

Ordnungszahl 12.

	6310	1
	6314,36	1
	6315,96	2
	6317,26	1

Ordnungszahl 13.

	6388,11	2
	6394,28	2
	6395,86	4
	6395,86	4
	6397,76	3

Ordnungszahl 14.

Fehlt.

Ordnungszahl 15.

	6559,61	2
	6560,86	3
	6562,66	2

Diese Wellenlängen wurden unter Bezugnahme auf die neuen Vergleichswellenlängen des Eisens, des Molybdäns und des Neons bestimmt. In Fig. 17 (Tafel LII) ist ein Teil des Spektrums zusammen mit dem Eisenspektrum wiedergegeben.

Erregung durch die gelben Linien.

Die Erregung durch die gelben Quecksilberlinien untersucht man am besten in der Weise, daß man das grüne Licht der Lampe mittels einer Eosinlösung fortschafft, die man in einem großen Troge zwischen die Kondensorlinse und die Jodröhre bringt. Ich habe bisher noch keine Aufzeichnungen bei Erregung durch die Cooper-Hewitt-Lampe unter Ausschluß des grünen Lichts erhalten; wir können aber die von der kurzwelligeren Linie erregte Serie in Fig. 2 (Tafel LII) herausfinden, da die von dieser Linie erregten Gruppen weit links von den durch die grüne Linie erregten Gruppen liegen. Die von der anderen gelben Linie erregten Gruppen werden von den viel stärkeren Gruppen bedeckt, die von der Erregung durch die grüne Linie herrühren, und lassen sich nur durch die Anwendung des Eosintroges aufdecken. Das von den gelben Linien der Cooper-Hewitt-Lampe erregte Resonanzspektrum ist sehr schwach, und bei der Jodröhre, die mit Gelatine gestrichen ist, welche mit Eosin gefärbt wurde, werden lange Expositionen erforderlich. Bei Verwendung der mit 140 Volt betriebenen Quarzlampe ist das Spektrum stark entwickelt, und es bietet keine Schwierigkeiten, die von den beiden gelben Linien herrührenden paarweise auftretenden Gruppen zu photographieren. Diese Gruppen bilden eines der schönsten bisher erhaltenen Resonanzspektren. Ein Teil des Spektrums (sechs Gruppenpaare) ist in Fig. 18 (Tafel LIII) wiedergegeben. In dieser Figur bilden die gelben Quecksilberlinien (oder R. R.-Linien) das zweite Paar von links. In Fig. 7 (Tafel LII) haben wir einen kleineren Teil desselben Spektrums in einer Aufnahme mit einem feineren Spalt, die eine größere Schärfe aufweist. Die Trabanten,

welche die R. R.-Linien begleiten (Ordnungszahl o) treten in diesem Photogramm schön hervor und zeigen, daß wir es mit einer ähnlichen Gruppenbildung zu tun haben, wie wir sie bei Erregung mit der grünen Linie hatten. Die Wellenlängen der Linien sind in der nachstehenden Tabelle angegeben.

Erregung durch die *Hg*-Linie 5770 Å.-E.		Erregung durch die *Hg*-Linie 5791 Å.-E.	
6465,6		6498,8	
6462		6494	
6457,6		6490	
Schwache breite Bande		6409,5	
		6405,8	
		6402,8	
6302,5		6327,5	
6298,2		6324,5	
6293,7		6321,5	
6217 | Ränder		6248,6	
6214 ∫ einer Bande		6245,7	
		6242,3	
6142,5 | Ränder		6166,4	
6139 ∫ einer Bande		6164	
		6161,3	
6067,5		6090,3	
6063,3		6086,5	
6059		6083,8	
5993,6	1	6015	
5988	2	6012 | Ränder	
5983,5	2	6008 ∫ einer Bande	
5916	1	5938	2
5910,6	4	5935,4	5
5906,6	2	5932	3
5847,3		5868,3	1
5845,4		5866,5	2
5841,8	6	5863,3	6
5837,7	8	5860,7	3
5775,5	2	5795,3	2
5773,4	3	5792,8	3
5769,6	10 R.R.-Linie	5791	10 R.R.-Linie
5765,8	4	5789,3	3
5763,6		5786	2
5705,8	1	5726,3	2
5703,4	2	5723,4	3
5699,8	6	5720,3	8
5696,6	2	5717,8	3
5695,6	2		
5634,8	1	5654,8	2
5632	3	5651,8	4
5628,6	1	5648,8	3
5570 sehr schwach		5590 sehr schwach	

Die Wellenlängendifferenzen zwischen den Mittellinien dieser beiden Gruppenreihen nehmen allmählich zu, wenn wir durch das Spektrum aufwärts gehen; da aber die Zunahme sich etwas unregelmäßig ändert, scheint wenig Nutzen darin zu liegen, sie zahlenmäßig auszudrücken. Wenn wir an die Fig. 18 (Tafel LIII) einen Zirkel anlegen, können wir uns eine gute Vorstellung davon bilden, wie unregelmäßig die Verteilung ist, denn das Spektrum ist sehr nahezu normal.

Das Bandenspektrum und das Linienspektrum. Wirkung einer Verringerung der Dichte des Joddampfes.

Im Verlaufe der Versuche, die ich angestellt habe, um die Wirkung der Absorption auf das Resonanzspektrum festzustellen, habe ich einige interessante Beobachtungen gemacht. Wie ich in früheren Veröffentlichungen gezeigt habe, wird das Bandenspektrum durch die Beimischung von Helium oder von Gasen der Heliumgruppe unter einem Drucke von einigen wenigen Millimetern zu dem Joddampf entwickelt. Die Intensität der Resonanzgruppen nimmt allmählich ab, und die Intensität des Bandenspektrums nimmt mit zunehmendem Druck des Heliums proportional zu. Dasselbe trifft, wenn auch in geringerem Maße, bei anderen Gasen, beispielsweise beim Stickstoff, zu; allerdings ist hier die gesamte Lichtintensität aus Gründen, die in den Veröffentlichungen von Wood und Franck angegeben worden sind, viel kleiner. Um das Element der Absorption so viel wie möglich herabzudrücken, wurde das rückwärtige Ende der Jodröhre in Eis, oder in ein Gemisch von Eis und Kochsalz eingepackt; dadurch wurde die Dichte des Joddampfes auf einen kleinen Bruchteil ihres Wertes bei Zimmertemperatur erniedrigt. Es zeigte sich, daß in diesem Falle das Bandenspektrum deutlich ausgeprägt war. Wenn sich der Joddampf in einem hochgradigen Vakuum befindet, erhält man immer eine schwache Spur des Bandenspektrums, wenn man eine sehr lange Expositionsdauer anwendet; es war aber bei der gekühlten Röhre viel stärker. Ich stellte die Hypothese auf, daß dies eine Folge des Umstandes sei, daß das Bandenspektrum von dem Joddampf stärker absorbiert würde als die Linien der Resonanzgruppe, von denen einige, wie wir gesehen haben, überhaupt kaum absorbiert werden. Ich prüfte diese Hypothese in der Weise, daß ich das von der abgekühlten Röhre ausgehende Licht vor seinem Eintritt in das Spektroskop durch eine Kugel schickte, die Joddampf auf Zimmertemperatur

enthielt. Das Bandenspektrum verschwand sofort, ein Zeichen dafür, daß die Hypothese aller Wahrscheinlichkeit nach richtig war. Die Resonanzgruppen wurden durch die Kühlung der Röhre nicht weiter beeinflußt, als daß sie schwächer wurden.

Untersuchung des Dampfes auf Phosphoreszenz.

Ich machte einen Versuch, eine etwaige endliche Dauer des seitens des Dampfes emittierten Lichts nach dem Absperren des erregenden Strahlenbündels nachzuweisen, indem ich das Bild der Sonne auf die Mitte eines sich schnell bewegenden Joddampfstroms entwarf. Zwei Glaskugeln wurden miteinander durch ein Rohr verbunden, das mehrere Zentimeter weit in eine der Kugeln hineinragte. Das Jod war in der anderen Kugel enthalten, und das System wurde hochgradig ausgepumpt und von der Pumpe abgeschmolzen. Durch Abkühlen der erstgenannten Kugel durch Auflegen eines mit flüssiger Luft befeuchteten Wattepolsters wurde der Joddampf augenblicklich kondensiert, und nun ging als Folge der dauernden Dampfbildung seitens der Kristalle in der anderen Kugel ein dauernder Dampfstrahl aus dem Rohre hervor. An der Rohrmündung wurde ein Bild der Sonne gebildet, aber ich konnte keine Verlängerung des Fluoreszenzflecks entdecken, wie sie vorhanden sein würde, falls der bewegte Dampfstrahl nach dem Durchgange durch den Brennpunkt leuchtend bliebe.

Nach dem Abschluß meiner Untersuchungen ist in den Proceedings of the Royal Society (A) **89**) eine Arbeit des Herrn F. S. Phillips erschienen. Herr Phillips beschreibt dort ähnliche Versuche mit Quecksilberdampf, der ein sehr anhaltendes Leuchten zeigte. Es ist wahrscheinlich, daß die Fluoreszenz des Quecksilberdampfes, wenigstens zum Teil, eine Folge der Rückkehr solcher Elektronen zum Atom ist, die durch die Einwirkung der Lichtwellen ausgetrieben worden sind, denn es liegt keine Spur einer Polarisation des Lichts vor. Die Fluoreszenz von Joddampf, Natriumdampf und Kaliumdampf ist indessen, wie ich in früheren Veröffentlichungen dargetan habe, stark polarisiert, und die Polarisation erstreckt sich auf das Licht des gesamten Resonanzspektrums (d. h., sie ist nicht auf die R. R.-Linie beschränkt). Es erscheint daher wahrscheinlich, daß die Fluoreszenz eine unmittelbare Folge von Störungen ist, die in dem Atom erregt worden sind, und nicht eine Folge des Rückfalls von Elektronen. Nach dieser Hypothese müssen wir erwarten, daß nur Quecksilberdampf Phosphoreszenz aufweist, denn es ist undenkbar, daß Schwingungen, die in dem Elektronensystem eines Atoms erregt worden sind, lange genug andauern könnten, um nachgewiesen zu werden. Wenn indessen irgend etwas vorliegt, was einer Dissoziation oder einer Wiedervereinigung analog ist, so kann offenbar eine Phosphoreszenz sichtbar sein, sofern nur der letztere Prozeß hinreichend verzögert wird.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 26. September 1913.)

Die Polarisation des Lichtes der Resonanzspektren.
(The Polarization of the Light of Resonance Spectra.)

Von R. W. Wood.

(Mit Tafel LIV.)

Eine der merkwürdigsten und wichtigsten Erscheinungen, die man bei Resonanzspektren beobachtet, ist die starke Polarisation des Lichtes, selbst dann, wenn das erregende Licht unpolarisiert ist. In einer früheren Arbeit[1]) habe ich auf diese Tatsache aufmerksam gemacht und eine rohe Zeichnung der Savartschen Streifen, so wie sie die Spektrallinien unter einem rechten Winkel zu schneiden schienen, veröffentlicht. Im Laufe des letzten Jahres habe ich die Beobachtungen mit verbesserter Apparatur wiederholt, und ich bin jetzt in der Lage, Photogramme zu veröffentlichen, auf welchen die Erscheinung verzeichnet ist. Bei der neueren Arbeit habe ich ein Fresnelsches Doppelprisma aus rechts- und linksdrehendem Quarz benutzt (wie man solche bei der Untersuchung der magnetischen Drehung absorbierender Dämpfe verwendet). Es zeigte sich, daß dieses etwas klarere Streifen liefert als die Savartsche Platte, die mir zur Verfügung stand.

Das Licht einer großen Quarzquecksilberbogenlampe, die in einem Stromkreise von 220 Volt mit dem geringsten zulässigen Widerstande betrieben wurde, wurde längs der Achse einer der in der früheren Arbeit beschriebenen Vakuumröhren mit Jod fokussiert. Das Licht wurde zunächst durch eine kräftige Neodymlösung filtriert, die jede Spur der gelben *Hg*-Linien beseitigte, so daß die Erregung allein durch die grüne Linie erfolgte. Hiermit bezweckte ich, die Komplikation zu vermeiden, die aus der gleichzeitigen Erregung

1) Phil. Mag., Okt. 1911.

an drei Punkten im Spektrum entsteht; wünschte ich doch besonders, festzustellen, ob die Polarisation bei den Linien, die von der erregenden Linie weit entfernt sind, ebenso stark war, wie bei denen, die nahe bei ihr liegen.

Ich beobachtete alle Vorsichtsmaßregeln, um zerstreutes Licht zu vermeiden und den leuchtenden Joddampf gegen einen vollkommen schwarzen Hintergrund erscheinen zu lassen.

Vor die Röhre wurde ein Schirm mit einem vertikalen Spalt von ungefähr 1 mm Breite aufgestellt. Dicht an diesen Spalt wurde das Fresnelsche Doppelprisma gestellt und so angeordnet, daß die Streifen, die man mit einem Nicolschen Prisma sieht, in horizontaler Richtung verliefen. Diese Streifen rühren daher, daß die Polarisationsebene in jedem Punkte des Spaltes um einen Betrag gedreht wird, der von dem Unterschiede zwischen der Schichtdicke der rechtsdrehenden und jener der linksdrehenden Quarzelemente an der betreffenden Stelle abhängt. Wenn keine Polarisation vorhanden ist, sieht man keine Banden, und man kann durch Kompensieren der Polarisation mittels einer oder mehrerer um einen bekannten Winkel gedrehter Glasplatten den prozentischen Betrag der Polarisation nach der üblichen Formel[1]) bestimmen. Eine Linse mit großer Brennweite und ein geradsichtiges Prisma zerlegten das Bild des Spaltes zu einem Spektrum, und es ergab sich, daß die Polarisationsstreifen sämtliche Linien des so entstehenden Resonanzspektrums quer durchschnitten. Mit Hilfe der Kompensierungsplatten fand ich, daß der prozentische Betrag der Polarisation bei sämtlichen Linien mit Einschluß der erregenden oder R.-R.-Linie (siehe die vorstehende Arbeit) praktisch denselben Wert hatte.

Wenn das erregende Licht vor dem Eintritt in den Joddampf so polarisiert ist, daß sein elektrischer Vektor vertikal ist, werden die Streifen deutlicher; wenn es so polarisiert ist, daß sein elektrischer Vektor horizontal ist, verschwinden die Streifen, wie man nach jeder Theorie erwarten würde. In der Figur (Tafel LIV) sind zwei Photogramme der Erscheinung wiedergegeben. Sie sind keineswegs retuschiert oder verstärkt worden und können als genaue Wiedergabe der Schärfe der Polarisationsstreifen angesehen werden. Der prozentische Betrag der Polarisation ist nicht annähernd so hoch wie beim Natrium- und beim Kaliumdampf, bei denen ich, wenn das erregende Licht polarisiert war, eine Polarisation von 30 v. H. beobachtet habe. L. Dunoyer hat unter ähnlichen Bedingungen 48 v. H. beobachtet, hat indessen mit Dampf in Glasröhren gearbeitet. Bei meinen Versuchen benutzte ich eine Stahlröhre mit einem seitlichen Ansatzrohr für die Beobachtung.

Bei Erregung des Jods durch die grüne Quecksilberlinie wurde die Polarisation durch kompensierende Glasplatten gemessen. Ich erhielt die folgenden Werte:

Polarisation des Resonanzspektrums des Jods im Vakuum	Polarisation des Resonanzspektrums des Jods in Helium unter 3,8 mm Druck
Wenn das erregende Licht polarisiert war: 11 v. H.	
Wenn das erregende Licht unpolarisiert war: 6,4 v. H.	Wenn das erregende Licht unpolarisiert war: 4 v. H.

Was wichtig zu beachten ist, ist der Umstand, daß die Polarisation bei allen Linien dieselbe ist. Dieser Umstand scheint zu beweisen, daß die zahlreichen Schwingungen, welche zu dem Resonanzspektrum Anlaß geben, innerhalb des Atoms oder des Moleküls durch die Schwingung des Elektrons erzeugt werden, das auf das monochromatische erregende Licht anspricht, oder mit anderen Worten, daß sie nicht die Folge irgendeines Vorganges wie Dissoziation oder Wiedervereinigung sind.

J. Stark hat seine Dissoziationstheorie der Fluoreszenz dadurch solchen Fällen, in denen der Dampf Polarisation zeigt, anzupassen versucht, daß er annimmt, daß das durch die Wirkung des absorbierten Lichtes ausgetriebene Elektron praktisch in derselben Richtung in das Atom zurückfällt, — mit anderen Worten, daß es niemals aus dem Kraftfelde des Atoms hinaus geht. Das ist eine interessante Annahme, scheint mir indessen ein Kompromiß zu sein. Wir können nämlich unter solchen Verhältnissen die Ausschleuderung des Elektrons als eine Schwingung von großer Amplitude ansehen. Es mag möglich sein, einige experimentelle Anzeichen für den Vorgang zu erhalten (beispielsweise die Erniedrigung des prozentischen Betrages der Polarisation durch Zusammenstöße mit Heliummolekülen); solange wir aber solche Beweise nicht gefunden haben, halte ich es für einfacher, die Resonanzspektren als durch solche Schwingungen erzeugt anzusehen, die mehr oder minder unmittelbar durch das erregende Licht hervorgebracht werden.

(Nach Korrekturbogen von Phil. Mag. aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 19. Oktober 1913.)

1) Physical Optics, 2. Aufl., S. 299.

Diffusion und Valenz der Radioelemente.

Von G. v. Hevesy.

Im Frühjahr 1912 unternahm der Verfasser die direkte Ermittelung der Valenz der Radioelemente durch Messung der Geschwindigkeit, mit welcher die Radioionen in verdünnter Säure diffundieren[1]). Da die Diffusionsgeschwindigkeit von Ionen in unendlicher Verdünnung allein von ihrer Beweglichkeit und Wertigkeit abhängt und die erstere nur innerhalb enger Grenzen schwankt, liefert die Größe der Diffusionskonstante des betreffenden schweren Ions unmittelbar seine Valenz, d. h. die Anzahl der Ladungen, die es trägt.

Seither wurde durch eine Anzahl vorzüglicher Arbeiten teils experimenteller, teils theoretischer Natur die Chemie der Radioelemente völlig aufgeklärt[2]) und mit Rücksicht auf diese schien es erforderlich, die Diffusionskonstante des *Th B* und des *Ra E*, für deren Valenz die obige Methode je um eine Einheit zu kleine Werte lieferte — und deren Zuverlässigkeit auch in der oben erwähnten Abhandlung erörtert wurde — einer sorgfältigen Neubestimmung zu unterwerfen.

Die vorliegende Abhandlung enthält auch die Ermittelung der Valenz des Aktiniums, die Untersuchung der Diffusion kolloider Radioelemente und eine Besprechung der Möglichkeit der Trennung chemisch identischer Elemente durch Diffusion.

1. Die Diffusion des $PbCl_2$ und $(ThB)Cl_2$.

Um das Verhalten des *Th B* aufzuklären, wurde die Diffusion des Bleichlorids, des *Th Bs* und des mit Bleichlorid vermengten *Th B* ermittelt. Die Diffusionsgeschwindigkeit des $PbCl_2$ wurde durch Feststellung des Chlorbleigehalts der einzelnen nach der Unterbrechung des Versuchs eingedampften Schichten bestimmt, die des *Th B* durch Vergleichen der Aktivitäten der einzelnen Schichten; im Falle der gleichzeitigen Diffusion von *Th B* und *Pb* wurde ein so geringer Teil der Lösung eingedampft, daß die α-Strahlen keine meßbare Absorption durch die Chlorbleischicht erlitten. Der Apparat war der früher benutzte[3]). Die Zahlen sind weiter unten ersichtlich, D bedeutet den Diffusionskoeffizienten in $cm^2\ Tag^{-1}$ ausgedrückt, 0,57 die Konstante des Apparats, die erste Zahl im Nenner stellt die Diffusionszeit in Tagen dar, die zweite ist den Stephanschen Tabellen entnommen; sie ist die Zahl, welche dem Konzentrationsverhältnisse der betreffenden und der Anfangsschicht entspricht und könnte passend als die Stephansche Zahl bezeichnet werden. I bedeutet, daß die Diffusionskonstante aus der obersten, II aus der zweiten Schicht berechnet wurde usw. Die III. Schicht eignet sich bekanntlich meistens nicht zur Berechnung der Diffusionsgeschwindigkeit.[1])

Diffusion von $PbCl_2$ aus einer nahe gesättigten $^1/_{31}$ molaren Lösung in Wasser.

	(D) Diffusionskoeffizient bei 16,2°	Daraus berechnet D bei 18°
I.	$\frac{0,57}{2,02 \cdot 0,278} = 1,03$	1,08
II.	$\frac{0,57}{2,03 \cdot 0,278} = 1,03$	1,08
IV.	$\frac{0,57}{2,94 \cdot 0,293} = 0,95$	1,00

	D bei 15,2° ermittelt	Daraus D bei 18°
I.	$\frac{0,57}{1,81 \cdot 0,316} = 0,99$	1,07
II.	$\frac{0,57}{1,83 \cdot 0,210} = 1,03$	1,11
IV.	$\frac{0,57}{1,85 \cdot 0,328} = 0,94$	1,02

Mittel: $D_{18°} = 1,06\ cm^2\ Tag^{-1}$.

Für den Wert des Temperaturkoeffizienten berechnet sich aus dem der Beweglichkeiten des Blei- und Chlorions 2,5 Proz. per Grad.

Aus der Nernstschen Gleichung der Diffusion, in ihrer für beliebige Wertigkeit erweiterten Form, berechnet sich aus dem obigen Diffusionskoeffizienten und der Beweglichkeit des Blei- und Chlorions für die Valenz des ersteren die Zahl $n = 1,64$.

Dieses auf den ersten Blick befremdende Resultat ist jedoch das, welches sich nach der obigen Anschauung, wonach Beweglichkeit und die Anzahl der Ladungen, die das Ion trägt, für die Diffusion maßgebend sind, erwarten läßt, denn nach der Bestimmung von v. Ende[2]) sind in einer gesättigten $PbCl_2$-Lösung vorhanden:

6,2 Proz. $PbCl_2$ undissoziiert
43,7 „ $PbCl^*$
50,1 „ Pb^{**},

also wird rund die eine Hälfte eine Ladung,

1) Diese Zeitschr. **14**, 49, 1913.

2) A. Fleck, Journ. Chem. Soc. **103**, 394 u. 1052, 1913; K. Fajans u. P. Beer, Die Naturwiss. **1**, 338, 1913; W. Metzener, Ber. d. Deutsch. Chem. Ges. **46**, 979, 1913; A. S. Russell, Chem. News **107**, 49, 1913; K. Fajans, diese Zeitschr. **14**, 131, 1913 u. Ber. d. Deutsch. Chem. Ges. **46**, 422, 1913; F. Soddy, Jahrb. d. Radioakt. **10**, 188, 1913 usw.

3) l. c., S. 54.

1) Sv. Arrhenius, Zeitschr. f. phys. Chem. **10**, 53, 1892; W. Kawalki, Wied. Ann. **52**, 183, 1894.

2) v. Ende, Zeitschr. f. anorg. Chem. **26**, 162, 1903; Harkins, Journ. Americ. Chem. Soc. **33**, 1859, 1911.

die zweite zwei Ladungen besitzen und das Chlorblei so diffundieren, wie wenn es 1,5 Ladungen hätte.

Berechnet man unter der Annahme, daß $PbCl$ eine ähnliche Beweglichkeit hat wie das Pb, aus der Diffusionskonstante des Chlorbleis seinen Dissoziationsgrad, so erhält man demnach einen ähnlichen Wert, wie ihn v. Ende aus der Beeinflussung der Löslichkeit von $PbCl_2$ durch Salzzusätze ermittelte; der Unterschied rührt vermutlich daher, daß die $PbCl^*$ Beweglichkeit etwas verschieden von der des Pb^{**} ist.

Es kann demnach die Beweglichkeit des komplexen $PbCl^*$ aus den obigen Daten berechnet werden, wie das an anderer Stelle besprochen wird.

Für die Diffusionskonstante des dem Chlorblei zugesetzten ThB wurden die folgenden Werte erhalten:

	$D_{16,2°}$	$D_{18°}$
I.	$\frac{0,57}{2,02 \cdot 0,267} = 1,05$	1,10
II.	$\frac{0,57}{2,03 \cdot 0,276} = 1,02$	1,07
IV.	$\frac{0,57}{2,04 \cdot 0,279} = 1,01$	1,06

	$D_{15,2°}$	$D_{18°}$
I.	$\frac{0,57}{1,81 \cdot 0,316} = 1,00$	1,08
II.	$\frac{0,57}{1,83 \cdot 0,324} = 0,98$	1,05
IV.	$\frac{0,57}{1,85 \cdot 0,303} = 1,01$	1,09

Mittel: $D_{18°} = 1,07$ cm² Tag^{-1}.

Bei diesem Versuch waren das $ThBCl_2$ und $PbCl_2$ vermengt, hatten demnach denselben Dissoziationsgrad und zeigten innerhalb der Versuchsfehler denselben Diffusionskoeffizienten. Ferner wurde die Geschwindigkeit bestimmt, mit der ThB aus einer $^1/_{5000}$ n $PbCl_2$- und $^1/_{100}$ n HCl-Lösung in $^1/_{10000}$ n HCl diffundiert. Die Bleimenge war hier zu gering, um eine gravimetrische Bestimmung auszuführen, die Diffusionskonstante wurde nur durch Vergleichen der Aktivitäten der einzelnen Diffusionsschichten ermittelt und ergab:

	$D_{16,2°}$	$D_{18°}$
I.	$\frac{0,57}{1,93 \cdot 0,450} = 0,67$	0,70
II.	$\frac{0,57}{1,94 \cdot 0,457} = 0,64$	0,67
IV.	$\frac{0,57}{1,95 \cdot 0,463} = 0,63$	0,66

Mittel: $D_{18°} = 0,68$ cm² Tag^{-1}.

Bei dieser Konzentration ist demnach das ThB bzw. $PbCl_2$ nahezu gänzlich dissoziiert und zeigt die für ein zweiwertiges Ion typische Diffusionskonstante.

Ein unter denselben Bedingungen wie der letzte Versuch, jedoch ganz ohne Anwesenheit von $PbCl_2$ ausgeführtes Experiment, ergab den gleichen Wert der Diffusionskonstante, nämlich:

	$D_{16°}$	$D_{18°}$
I.	$\frac{0,57}{1,93 \cdot 0,450} = 0,67$	0,70
II.	$\frac{0,57}{2,22 \cdot 0,393} = 0,66$	0,69
IV.	$\frac{0,57}{2,24 \cdot 0,408} = 0,63$	0,66

Mittel: $D = 0,67$ cm² Tag^{-1}.

Der Temperaturkoeffizient ergibt sich hier aus dem der Bleiionbeweglichkeit zu 2,7 Proz.

Die Diffusionskonstante des völlig dissoziierten $ThBCl_2$ ergibt demnach für die Valenz des ThB den Wert 2 im völligen Einklange mit Flecks chemischen Ergebnissen[1]), wonach sich ThB als untrennbar vom Blei erwies. Die früher vom Verfasser gefundene Ladungszahl 1 ist nicht die des ThB, sondern die des komplexen ($ThBCl$-)Ions, das in der nur partiell dissoziierten $ThBCl_2$-Lösung vorwiegt.

2. Die Diffusion des RaE.

Zur Vermeidung der Konvektion bei der Diffusion ist es erforderlich, daß die aufeinander geschichteten Flüssigkeitslagen etwas verschiedene spezifische Gewichte haben; bereits die Ausführung der zuletzt erwähnten Versuche bereitete Schwierigkeiten; diese waren aber noch vermehrt bei der Diffusion des RaE, welche, um eine völlige Dissoziation hervorzurufen, in noch verdünnterer Säure stattfinden mußte. Um eine Differenz der spezifischen Gewichte der zwei Schichten — der RaE-haltigen und der RaE-freien — zu erhalten, wurde der letzteren 5 Proz. Äthylalkohol zugesetzt. Dieser beeinflußt den Dissoziationsgrad des RaE nicht[2]), nur verzögert er etwas seine Beweglichkeit und so auch die Diffusionsgeschwindigkeit. Um aus

1) A. Werner, Zeitschr. f. anorg. Chem. **15**, 5, 1897.

1) A. Fleck, l. c.; F. Paneth u. G. v. Hevesy, Wien. Ber. **122**, Juni 1913.

2) Sv. Arrhenius, Zeitschr. f. phys. Chem. **10**, 51, 1892.

dem so erhaltenen Wert auf den im alkoholfreien Wasser zu schließen, kann man entweder eine Korrektur von etwa 13 Proz. anbringen, die aus den Bestimmungen von Arrhenius folgt[1]), oder aber man bestimmt die Diffusionsgeschwindigkeit des *RaD* — dessen Wert im Wasser bekannt ist — in derselben alkoholischen Lösung wie die des *RaE*, welches Verfahren gleichfalls die rechnerische Eliminierung des übrigens nicht erheblichen Einflusses des Alkoholzusatzes gestattet. Die Diffusionskonstanten, welche erhalten wurden bei der Diffusion einer *RaE*- bzw. *RaD*-Lösung aus einer $^1/_{1000}\,n\,HCl$ in eine $^1/_{100}\,n\,HCl$, welche 1 *n* äthylalkoholisch war, sind weiter unten zu ersehen; der Versuch wurde so ausgeführt, daß man sogleich nach der Unterbrechung des Versuchs die Aktivität der einzelnen Schichten ermittelte; diese ergab mit einer minimalen Korrektur wegen des Zerfalls während der Diffusionszeit die Diffusionskonstante des *RaE*. Das Verhältnis der Aktivitäten wurde dann etwa einen Monat später, nachdem *RaD* und *RaE* im Gleichgewicht waren, wieder ermittelt und ergab nunmehr die Diffusionskonstante des *RaD*.

3. Diffusionskonstante des *RaE*.

	$D_{13.2°}$	$D_{18°}$
I.	$\frac{0{,}57}{1{,}75 \cdot 0{,}920} = 0{,}36$	0,39
II.	$\frac{0{,}57}{1{,}77 \cdot 0{,}945} = 0{,}34$	0,37
IV.	$\frac{0{,}57}{1{,}79 \cdot 0{,}905} = 0{,}36$	0,39

Mittel: 0,38 $cm^2\,Tag^{-1}$.

Diffusionskonstante des *RaD*.

I.	$\frac{0{,}57}{1{,}75 \cdot 0{,}612} = 0{,}53$	0,57
II.	$\frac{0{,}57}{1{,}77 \cdot 0{,}623} = 0{,}52$	0,56
IV.	$\frac{0{,}57}{1{,}79 \cdot 0{,}615} = 0{,}51$	0,55

Mittel: 0,56 $cm^2\,Tag^{-1}$.

Der Zusatz von 5 Proz. Alkohol erniedrigt demnach die Diffusionsgeschwindigkeit des *RaD* um etwa 16 Proz.; ist im Falle des *RaE* die Erniedrigung dieselbe, so ergibt sich für die Diffusionskonstante des *RaE* im Wasser der Wert **0,45**, welcher ein dreiwertiges Ion charakterisiert.

Die Diffusion des Aktiniums.

Eine fast unsichtbar geringe Menge eines Aktinium-Lanthan-Präparats wurde in $^1/_{100}\,n\,HCl$ aufgelöst und in $^1/_{1000}\,n\,HCl$ diffundieren gelassen; nach einer dreitägigen Diffusionszeit wurde der Versuch unterbrochen, die einzelnen Schichten eingedampft und ihre α-Aktivität bestimmt. Diese rührte vom vorhandenen Radioaktinium, *AcX*, *AcEm*, *AcA* und *AcC* her, da bekanntlich das Aktinium selber keine α-Strahlen aussendet. Die Diffusionskonstante, welche der Vergleich der Aktivitäten der einzelnen Schichten gleich nach der Unterbrechung des Versuchs lieferte, und die weiter unten zu ersehen ist, ist nicht die des Aktiniums, sondern die des *AcX*, oder streng genommen eine Resultante der Diffusionskonstanten des *AcX* und des Radioaktiniums, wobei jedoch die erstere stark vorwiegt, denn die kurzlebigen Produkte, die *AcEm*, das *AcA* und *AcC* sind mit dem *AcX* im Gleichgewicht vorhanden.

Diffusionsgeschwindigkeit ermittelt durch Vergleichen der Aktivitäten der Schichten sogleich nach der Ausführung des Versuchs.

	$D_{15°}$	$D_{18°}$
I.	$\frac{0{,}57}{0{,}307 \cdot 3{,}10} = 0{,}60$	0,65
II.	$\frac{0{,}57}{0{,}280 \cdot 3{,}12} = 0{,}65$	0,70
	$D_{15°}$	$D_{18°}$
I.	$\frac{0{,}57}{0{,}308 \cdot 3{,}00} = 0{,}62$	0,67
II.	$\frac{0{,}57}{0\,275 \cdot 3{,}02} = 0{,}68$	0,73

Entspricht der Valenz 2 (der des Aktinium *X*).

Die obigen Messungen wurden am 9. bzw. 13. November 1912 sogleich nach der Ausführung des Diffusionsversuchs vorgenommen und die erhaltene Valenz ist dementsprechend die des *AcX*. Die Aktivität der einzelnen Schichten wurde etwa 200 Tage später — 5. Juni 1913 —, nachdem das Aktinium mit dem Radioaktinium, dem *AcX* und mit den kurzlebigen Elementen ins Gleichgewicht gekommen war, wieder gemessen. Die erhaltenen Zahlen sind die folgenden:

Diffusionsgeschwindigkeit ermittelt durch Vergleichen der Aktivitäten der Schichten 6 Monate später.

	$D_{15°}$	$D_{18°}$
I.	$\frac{0{,}57}{0{,}444 \cdot 3{,}10} = 0{,}41$	0,44
II.	$\frac{0{,}57}{0{,}429 \cdot 3{,}12} = 0{,}43$	0,46

1) Sv. Arrhenius, l. c., S. 57.

$$\text{I.}\quad \frac{0{,}57}{0{,}452 \cdot 3{,}00} = 0{,}42 \qquad 0{,}45$$

$$\text{II.}\quad \frac{0{,}57}{0{,}424 \cdot 3{,}02} = 0{,}44 \qquad 0{,}47$$

Mittelwert 0,46;

entspricht der Valenz 3 (der des Aktiniums).

Die Valenz des Aktiniums ist demnach 3 und bildet eine weitere Stütze der Ansicht, daß das Aktinium das fehlende Homologe des Lanthans ist. Diese Bestimmung ist insofern von Interesse, als es kein Element bekannter Eigenschaften gibt, das vom Aktinium chemisch untrennbar wäre und daher die Methode, welche Fleck und anderen zur Identifizierung der chemischen Natur der Radioelemente gedient hat, hier versagt.

Außer den Radioelementen, deren Valenz ich aus Diffusionsdaten ermittelt habe, wäre noch das Mesothor I und das Radiothor — eventuell auch noch das AcB und das RaC_1 — der Diffusionsmethode zugänglich; doch wurde die Diffusionsgeschwindigkeit von drei vom Mesothor I untrennbaren und von vier vom Radiothor untrennbaren Elementen bestimmt, so daß die obigen Untersuchungen wenig Interesse bieten würden. Von Bedeutung wäre dagegen die Bestimmung der Diffusionskonstante eines Mitglieds der Thallium-„Plejade" (des RaC_2, ThD oder AcD), ferner des von Fajans und Göhring[1]) kürzlich isolierten UrX_2, das einen neuen Elementtypus darstellt und für den seine Entdecker den Namen Brevium (Bv) vorschlagen[2]). Leider ist die Halbwertszeit dieser Elemente nur von der Größenordnung von Minuten und so zu kurz zur Ermittelung ihrer Diffusionskonstanten. Im Falle aller übrigen Elementtypen ließ sich jedoch allein durch Feststellung der Diffusionsgeschwindigkeit des betreffenden Ions zeigen, daß die Änderung der Valenz, welche ein Atom beim Zerfallen erleidet, durch Anzahl und Sinn der Ladungen bedingt sind, welche das Atom bei seiner Umwandlung abgibt[3]). Die Diffusionskonstanten und die entsprechenden Valenzen sind aus der Tabelle ersichtlich; es ist nicht immer eine sehr weitgehende Dissoziation erzielt worden, z. B. nicht im Falle des UrX_1, doch läßt sich die Valenz aus der Diffusionskonstante in jedem Falle mit Sicherheit entscheiden.

Ion und dessen Ladungszahl	Diffusionskonstante in $cm^2\,Tag^{-1}$
UrX_1^{****}	0,40
Io^{****}	0,33
Ra^{**}	0,67
RaF^{***} (RaA^{**})	0,76
RaD^{**} (RaB^{**})	0,65
RaE^{***} (RaC_1^{***})	0,45
Th^{****}	0,33
ThX^{**} (Mesothor I**)	0,66
Akt^{***} (Mesothor II***)	0,46
Radiothor****	0,33
ThX^{**}	0,66
RaF^{***} (ThA^{**})	0,76
ThB^{**}	0,67
ThC^{***}	0,5
Akt^{***}	0,46
Radiothor**** (Radioaktinium****)	0,33
$AktX^{**}$	0,664

4. Die Diffussion kolloider Radioelemente.

(Gemeinsam mit F. Paneth bearbeitet.)

In letzter Zeit ist von verschiedenen Seiten die Ansicht ausgesprochen worden, daß die Radioelemente unter bestimmten Bedingungen in kolloider Lösung vorhanden sind. Paneth[1]) suchte RaD, E und F durch Dialyse von Blei zu trennen, und fand dabei, daß RaD ebenso wie Blei durch die Pergamentmembran ging, daß RaE und insbesondere RaF hingegen nur in äußerst geringen Mengen durchzudringen vermochten. Dieser Versuch wurde so gedeutet[2]), daß das RaE und RaF in der Bleinitratlösung in kolloider Form vorhanden sind. Godlewski[3]) andererseits untersuchte die wäßrigen Lösungen des aktiven Niederschlags des Radiums und stellte hier die für Kolloide charakteristischen Umladungserscheinungen fest, welche durch den Zusatz mehrwertiger Kationen bzw. Anionen usw. bewirkt werden. Um einen weiteren Beweis für die kolloide Natur solcher Lösungen zu erbringen und einen Anhaltspunkt für die Schätzung der Größe dieser Partikelchen zu gewinnen, untersuchten wir in alkalischer, neutraler und schwach saurer Lösung die Diffusion des RaD, E, F und ThB.

1) Fajans u. Göhring, Die Naturwiss. 1, 339, 1913 u. diese Zeitschr. **14**, 877, 1913; Hahn u. Meitner, diese Zeitschr. **14**, 758, 1913; Fleck, Phil. Mag. 26. Sept. 1913.

2) Da das UrX_2 einen neuen Elementtypus darstellt, den des in der Mendelejeffschen Tabelle fehlenden Homologen des Tantals, so erscheint es wünschenswert, dem UrX_2 noch einen weiteren Namen zu geben. Herr Fajans hatte die Freundlichkeit, mir mitzuteilen, daß er und Göhring für dieses kurzlebige Element den Namen Brevium (Bv) vorschlagen.

3) Da das RaF und so auch das RaA zweiwertige Ionen in Lösung sendet, läßt sich aus Diffusionsversuchen allein nicht entscheiden, ob der Übergang nach dem Zerfall der Emanationen in die Gruppe 2 oder 6 stattfindet; ich habe früher (l. c.) die hypothetische Vermutung geäußert, daß ersteres der Fall ist, diese Vermutung hat sich jedoch als unrichtig erwiesen (Fajans, Berl. Ber. **15**, 240, 1913).

1) F. Paneth, Wien. Ber. **121**, 2193, 1912.

2) F. Paneth, Kolloid-Zeitschr. **13**, 1, 1913; Wien. Ber. **122**, 1079, 1913.

3) Godlewski, Bull. de l'Academie de Cracovie, Juni 1913.

Diffusion in alkalischer Lösung.

Alkalische Lösungen der obigen Elemente sind nicht völlig beständig, die Partikelchen entladen sich mit der Zeit und schlagen sich auf der Gefäßwand nieder[1]); das erschwert die Ermittlung der Diffusionsgeschwindigkeit. Es genügt nicht mehr wie bei der Diffusion beständiger Lösungen das Verhältnis der Konzentrationen der diffundierenden Substanz in der Anfangsschicht vor der Diffusion und in den einzelnen Schichten nach der Diffusion zu bestimmen, denn die Anfangsschicht verliert einen Teil ihres Inhalts durch Absetzen an den Wänden, der sich also überhaupt nicht an der Diffusion beteiligt. Man stellt daher nach beendetem Versuch die Konzentration aller Schichten fest, addiert sie zusammen und nimmt den so erhaltenen Wert als den Inhalt der Anfangsschicht vor der Diffusion an. Der eventuelle Fehler, den man durch dieses Verfahren begeht, hat zur Folge, daß die Diffusionsgeschwindigkeit etwas größer erscheint und die Substanz demnach weniger „kolloid" als sie tatsächlich ist, doch wird das Resultat nicht wesentlich beeinflußt.

Diffusion von Polonium in $^1/_2$ n Ammoniak.

		$D_{16,8°}$	$D_{18°}$
I.	$\frac{0,57}{2,9 \cdot 0,85}$	= 0,23	0,24
II.	$\frac{0,57}{2,9 \cdot 1,5}$	= 0,13	0,14
III.	$\frac{0,57}{2,9 \cdot 0,92}$	= 0,21	0,22
IV.	$\frac{0,57}{2,9 \cdot 1,2}$	= 0,16	0,17

Mittel 0,19 $cm^2\,Tag^{-1}$.

Diffusion von ThB in $^1/_{12}$ n Ammoniak.

		$D_{15,8°}$	$D_{18°}$
I.	$\frac{0,57}{1,8 \cdot 1,2}$	= 0,37	0,39
II.	$\frac{0,57}{1,8 \cdot 1,3}$	= 0,34	0,36
IV.	$\frac{0,57}{1,8 \cdot 1,3}$	= 0,34	0,36

Mittel 0,37 $cm^2\,Tag^{-1}$.

1) Frl. Meitner erwähnt (diese Zeitschr. **12**, 1094, 1911) bereits das Ausfallen von RaC aus Lösungen bei Ammoniakzusatz; auch versagt in alkalischer Lösung die v. Lerchsche Methode, da das nicht ausgefallene RaC sich im kolloiden Zustande befindet.

Diffusion von ThB in $^1/_{14}$ n Ammoniak.

		$D_{15,6°}$	$D_{18°}$
I.	$\frac{0,57}{1,77 \cdot 0,83}$	= 0,39	0,41
II.	$\frac{0,57}{1,77 \cdot 1,0}$	= 0,32	0,34

Mittel 0,37 $cm^2\,Tag^{-1}$.

RaF, ThB und (wie qualitative Versuche ergaben) auch das RaE diffundieren also in alkalischer Lösung wesentlich langsamer als in saurer, sie sind demnach in alkalischer Lösung größtenteils kolloid. Die obigen Diffusionskonstanten sind zwar bedeutend höher als die für kolloide Eiweißstoffe und ähnliche Substanzen gefundenen, doch läßt es sich auch nicht erwarten, daß in so extremer Verdünnung vorhandene Stoffe wie die Radioelemente beim Verlassen des Ionenzustands große Teilchen bilden. Übrigens wurden ähnliche Diffusionskonstanten im Falle kolloider Goldlösungen von Whitney und Blake[1]) bzw. Svedberg[2]) gemessen. Sucht man sich über die Größenordnung der obigen kolloiden RaF- bzw. ThB-Teilchen zu orientieren, so erhält man, falls man in die Gleichung $M D^2 = 60$ den betreffenden Diffusionskoeffizienten einsetzt[3]), im ersten Fall fürs Molekulargewicht einen Durchschnittswert von 1600, entsprechend einem Aggregat von 8 Atomen, im zweiten Fall den von 460 entsprechend einem Aggregat von nur 2 Atomen[4]).

Diffusion in neutraler und schwach saurer Lösung.

Traube-Menganini und Scala haben die direkte Bildung kolloider Metallösungen festgestellt beim Zusammenbringen von Metallen, wie Nickel, Zinn usw. mit destilliertem Wasser, welche kolloiden Metalle dann unter der Einwirkung sekundärer Einflüsse in kolloide Hydroxyde usw. übergehen. Die Mannigfaltigkeit solcher sekundärer Einflüsse läßt eine entsprechende Mannigfaltigkeit der Ergebnisse von Diffusionsversuchen in solchen Lösungen erwarten. So spricht die Diffusionskonstante des dem Blei entsprechenden ThB in neutraler Lö-

1) Whitney u. Blake, J. Americ. Chem. Soc. **26**, 1363, 1904.

2) Svedberg, Zeitschr. phys. Chem. **65**, 624, 1909.

3) Euler, Wied. Ann. **63**, 273, 1897; Thovert, C. R. **135**, 579, 1902; Öholm. Med. Vetenskap. Nobel **2**, 23, 1912.

4) Nach der strengeren Formel $M = 12,7 \frac{1}{D^3 \tau}$ (R. O. Herzog, Zeitschr. f. Elektrochem. **16**, 1003, 1910) berechnen sich für die obigen Zahlen die Werte 1280 und 400, wenn man für die Dichte des Poloniums den Wert 8 einsetzt.

sung für eine elektrolytische Natur des letzteren, dagegen zeigt sich das Polonium noch in $^1/_{1000}$ *n* *HCl*-Lösung als größtenteils kolloid.

Diffusion von *ThB* aus verdünnter *KCl*-Lösung in Wasser.

	$\frac{1}{t} D_{15,6°}$	$D_{18°}$
I.	$\frac{0,57}{1,7 \cdot 0,46} = 0,73$	0,78
II.	$\frac{0,57}{1,7, \cdot 0,44} = 0,76$	0,81
IV.	$\frac{0,57}{1,7, \cdot 0,46} = 0,73$	0,78

Mittel: 0,79 $cm^2\,Tag^{-1}$.

Es entspricht dieser Wert der Diffusionskonstante des bis zu 80 Proz. dissoziierten Bleichlorids.

Diffusion von *ThB* aus destilliertem Wasser in 2 *n* Alkohol.

	$D_{15,2°}$	$D_{18°}$
I.	$\frac{0,57}{1,81 \cdot 0,65} = 0,48$	0,52
II.	$\frac{0,57}{1,81 \cdot 0,56} = 0,56$	0,60
IV.	$\frac{0,57}{1,81 \cdot 0,67} = 0,47$	0,51

Der für $K_{18}{}^0$ gefundene Wert muß mit 1,3 multipliziert werden[1]), um die verzögernde Wirkung des Alkoholzusatzes zu eliminieren, und liefert dann den Wert $D_{18}{}^0 = 0,68$ $cm^2\,Tag^{-1}$, den Diffusionskoeffizienten des völlig dissoziierten $ThBCl_2$.

Diffusion von *RaF* aus $^1/_{1000}$ *n* *HCl*-Lösung in eine gleichkonzentrierte *HCl*-Lösung, welche in bezug auf Alkohol 1 *n* ist.

	$D_{15,2°}$	$D_{18°}$
I.	$\frac{0,57}{1,73 \cdot 0,90} = 0,36$	0,38
II.	$\frac{0,57}{1,75 \cdot 1,43} = 0,23$	0,24
III.	$\frac{0,57}{1,79 \cdot 1,45} = 0,22$	0,23
IV.	$\frac{0,57}{1,79 \cdot 1,45} = 0,22$	0,23

welche Werte, um die verzögernde Wirkung des Alkohols zu eliminieren, noch um 13 Proz. vergrößert werden müssen.

Manchmal bietet es Schwierigkeiten allein aus den Diffusionsdaten zu entscheiden, ob kolloide Partikelchen oder aber Ionen mit vielen Ladungen vorliegen; in beiden Fällen findet langsame Diffusion statt, im ersteren, weil ein Aggregat von Molekülen diffundiert, welches auf einen größeren Reibungswiderstand stößt als ein einziges Molekül, im letzteren wegen der vermehrten Hydratation des Ions, welche gleichfalls eine Vergrößerung des Reibungswiderstands zur Folge hat. Kolloide Teilchen wurden öfters als große Ionen betrachtet[1]); sucht man dieselbe Überlegung, welche zur Bestimmung der Ladungszahl der Ionen gedient hat, auf kolloide Teilchen anzuwenden, so ergibt sich aus der geringen Diffusionsgeschwindigkeit und verhältnismäßig großen Beweglichkeit der Kolloide im elektrischen Feld eine große Ladungszahl. Hätte das kolloide Teilchen nur eine Ladung, so würde es sich vermutlich mit der langsamen Geschwindigkeit im elektrischen Feld fortbewegen, die sich nach der Nernstschen Gleichung aus der Diffusionsgeschwindigkeit berechnet. Andere Überlegungen führen gleichfalls zu dem Ergebnis, daß an den kolloiden Teilchen zahlreiche Ladungen haften[2]).

Im Falle der alkalischen Lösungen der Glieder der Bleiplejade ist aus den Diffusionsdaten ohne weiteres ersichtlich, daß Kolloide vorliegen, denn $PbOH_2$ kann nur Ionen mit höchstens zwei Ladungen liefern; anders das Polonium, dessen chemische Eigenschaften weniger bekannt sind und das in verschiedenen elektrolytischen Formen in Lösung vorhanden sein könnte. Die Entscheidung gelingt jedoch, wenn man das Vorzeichen des geladenen Poloniumteilchens untersucht. Man findet dann, daß in alkalischer Lösung der größte Teil des Poloniums negativ, in saurer Lösung positiv und in neutraler bzw. sehr schwach saurer Lösung vorwiegend negativ geladen ist. Wären die negativ geladenen Teilchen elektrolytisch, so müßten sie ein komplexes Anion darstellen, ein solches kann jedoch kaum mit 6 Ladungen — der minimalen Zahl, die mit einigen der obigen Diffusionskoeffizienten verträglich ist — sowohl in stark alkalischer, wie in schwach saurer Lösung vorhanden sein.

Es ergibt sich demnach, daß in alkalischer Lösung der größte Teil des Poloniums kolloid, in saurer Lösung elektrolytisch ist, daß sich jedoch in neutraler und sehr schwach saurer Lösung ein nicht unbeträchtlicher elektrolytischer Teil neben dem kolloiden findet. Kolloide Lösungen von der Art z. B. des Eisen-

1) Arrhenius, Zeitschr. phys. Chem. **10**, 51, 1892.

1) J. Billiter, Zeitschr. phys. Chem. **4**, 365, 1906; Freundlich, Kapillarchemie S. 390.

2) Smoluchowski, Bull. de l'Acad. d. Sciences de Cracovie 1903, S. 182; Zsigmondy, Kolloidchemie (Leipzig 1912) S. 51.

hydroxyds enthalten wohl stets auch elektrolytische Teile, doch während sie hier im Verhältnis zu der Zahl der kolloiden Teilchen verschwinden, erreichen sie im Falle mancher Radiolösungen dieselbe Größenordnung.

Die aus verschiedenen Schichten berechneten Diffusionskonstanten zeigen ziemliche Schwankungen. Diese werden wohl teilweise vom Ausfallen einiger Teilchen an der Glaswand während der Diffusion herrühren, doch ist auch folgendes zu beachten: falls ein Teil der Radiosubstanz in kolloidem, der andere in elektrolytischem Zustand diffundiert, so ist die aus den verschiedenen Diffusionsschichten berechnete Diffusionsgeschwindigkeit nicht das Resultat der zwei Diffusionsgeschwindigkeiten, sondern zeigt Abweichungen davon, welche je nach der Schicht verschieden sind. Diffundiert z. B. das Kolloid mit der Geschwindigkeit von 0,2, der Elektrolyt mit 0,4 in einer Mischung der beiden, wo auf ein Ion drei kolloide Teilchen fallen, so erhält man nach dreitägiger Diffusion die folgenden Konstanten:

$$I = 0{,}29; \quad II = 0{,}24; \quad IV = 0{,}25.$$

In einer $^1/_{10}$ *n HCl*-Lösung sind keine kolloiden Poloniumteilchen mehr wahrnehmbar, das vorhandene Polonium diffundiert mit der für ein zweiwertiges Ion maßgebenden Geschwindigkeit.

Diffusion von Polonium aus $^1/_{10}$ *n HCl*-Lösung in $^1/_{10}$ *n HCl* plus 5 Proz. Äthylalkohol.

	$D_{15,5°}$	$D_{18°}$
I.	$\frac{0{,}57}{2{,}83 \cdot 0{,}320} = 0{,}63$	0,67
II.	$\frac{0{,}57}{2{,}85 \cdot 0{,}318} = 0{,}63$	0,67
IV.	$\frac{0{,}57}{2{,}85 \cdot 0{,}314} = 0{,}63$	0,67

Nach Anbringung der Korrektur von 16 Proz. wegen der verzögernden Wirkung des Alkohols ergibt sich die Diffusionskonstante von 0,77 cm^2 Tag^{-1}, diese entspricht einer zweiwertigen Substanz $PoCl_2$, die in der $^1/_{10}$ *n HCl* zu mehr als 80 Proz. in Po^{**} und Cl^- dissoziiert ist.

Das *RaE* nimmt eine mittlere Stellung zwischen Polonium und Radium *D* ein, da es in wässeriger Lösung noch größtenteils kolloid ist.

5. Über die Trennung chemisch identischer Elemente durch Diffusion.

Die für *ThB* und *RaD* einerseits, für *ThX* und *Ra* usw. andererseits gefundenen Diffusionskonstanten zeigen geringe Unterschiede (siehe Tabelle), die jedoch Versuchsfehlern zuzuschreiben sind. Werden chemisch identische Elemente von verschiedenem Atomgewicht genau denselben Diffusionskoeffizienten zeigen, oder ist es möglich, sie durch andauernde Diffusion voneinander zu trennen? Um diese Frage, an welche sich wesentlich theoretisches Interesse knüpft, beantworten zu können, betrachten wir die Faktoren, welche für die Diffusionsgeschwindigkeit eines Ions in unendlicher Verdünnung maßgebend sind.

Wir vergleichen die Diffusionsgeschwindigkeiten zweier Ionen, welche denselben Radius, jedoch eine verschiedene Masse haben, wobei wir unter Masse die Summe der Masse des Atoms und seines Hydrathofes, und unter Radius des Ions den des Atoms + Hydrathofes verstehen. Ionen chemisch identischer Elemente stellen den obigen Fall dar. Der Radius dieser Atome ist derselbe[1]), ihre Hydratation gleichfalls, und nur ihre Massen, d. h. die Massen der Atomkerne sind verschieden. Beim Vergleichen der Diffusionsgeschwindigkeiten solcher Gebilde haben wir zwei extreme Fälle zu unterscheiden; in einem Falle sind Radius und Masse des diffundierenden Teilchens sehr groß im Verhältnis zu dem des Lösungsmittelmoleküls, dann gilt die Gleichung von Einstein[2]) und Smoluchowski, wonach $D = \frac{RT}{N} \frac{1}{6\pi kr}$; in diese Formel geht die Masse überhaupt nicht ein, die Größenordnung der Gravitationskräfte verschwindet neben der der osmotischen; in diesem extremen Falle müssen chemisch identische Elemente trotz ihrer verschiedenen Massen mit ganz derselben Geschwindigkeit diffundieren.

Der andere ideale Fall setzt voraus, daß der Radius und die Masse des diffundierenden Teilchens sehr klein sind im Vergleich zu denen der Lösungsmittelmoleküle; dann gelten dieselben Überlegungen wie bei der Diffusion von Gasen, die Diffusionsgeschwindigkeiten verhalten sich umgekehrt proportional wie die Quadratwurzeln der Massen; dann hätten wir für je 1 Proz. Unterschied in den Molekulargewichten je $^1/_2$ Proz. Unterschied in den Diffusionskonstanten zu erwarten.

Der Fall zweier chemisch identischer Elemente, wie der des *RaD* und *Pb* entspricht keinem der obigen Fälle, der Radius dieser Ionen ist weder sehr groß wie der erste Fall, noch sehr klein wie der zweite Fall fordert, steht aber immerhin viel näher zu diesem Fall, für welchen die Einstein-Smoluchowskische Formel gilt, in welchem die Masse die Diffusionsgeschwindigkeit nicht merklich beeinflußt;

1) Siehe z. B. N. Bohr, Phil. Mag. Juli 1913.
2) A. Einstein, Ann. d. Phys. 17, 555, 1905.

eine Trennungsmöglichkeit chemisch identischer Elemente durch Diffusion in Flüssigkeiten ist demnach sehr wenig wahrscheinlich.

Auf den Fall der Diffusion der betreffenden Dämpfe in einem Gase ist die zweite obige Überlegung ohne weiteres anwendbar und hier sollte 1 Proz. Unterschied in den Atommassen einen Unterschied von $^1/_2$ Proz. in den Diffusionskonstanten hervorrufen.

Zusammenfassung.

Die Valenz von fünfzehn Radioelementen wurde durch Ermittlung ihrer Diffusionskonstanten in saurer Lösung bestimmt; die so direkt ermittelte Valenz stimmt ausnahmslos mit der überein, welche sich nach dem chemischen Charakter des betreffenden Radioelements — bestimmt aus seiner Untrennbarkeit von einem Elemente bekannter Eigenschaften — erwarten läßt.

Aktinium sendet dreiwertige Ionen in Lösung, was eine Stütze der Ansicht bildet, daß Aktinium das fehlende Homologe des Lanthans ist.

In alkalischer Lösung sind die kurz- und langlebigen Zerfallsprodukte der Emanationen in kolloidem Zustande vorhanden, entsprechend den Anschauungen von Paneth und Godlewski. Das Polonium ist auch in neutraler und sehr schwach saurer Lösung größtenteils kolloid.

Teilchen solcher Radiokolloide enthalten unter Umständen nur zwei bis drei Atome.

Die Möglichkeit der Trennung chemisch identischer Elemente durch Diffusion wird besprochen.

Herrn Professor Rutherford danke ich herzlich für das gütige und fördernde Interesse, welches er an dieser Untersuchung nahm.

Manchester, Aug. 1913.

(Eingegangen 7. Oktober 1913.)

Über die durch sehr harte Röntgenstrahlen erzeugten Sekundärstrahlen.

Von J. Laub.

In einer kürzlich in dieser Zeitschrift (**14**, 992, 1913) veröffentlichten Notiz habe ich die vorläufigen Resultate mitgeteilt, die ich bei Versuchen mit sekundären Röntgenstrahlen erhalten habe. Schon aus meinen ersten Beobachtungen konnte ich ersehen, daß an Platin, Zink und wahrscheinlich auch an Kupfer mehrere Typen (Linien) von Fluoreszenzstrahlen erzeugt werden. Bei den Messungen, die ich gegenwärtig im Gange habe, um die Geschwindigkeit der durch Röntgenstrahlen ausgelösten Elektronen zu bestimmen, schien es wünschenswert zu sein, ausführlich die sekundären Strahlen zu untersuchen, die durch sehr harte Röntgenröhren erzeugt werden, und zwar auch an Körpern von kleinem Atomgewicht. Ich habe daher sehr harte Röntgenstrahlen auf Platten aus Platin, Zink, Schwefel und Holzkohle (Kahlbaum) von der Dicke bzw. 0,08 cm, 0,2 cm, 2 cm und 6 cm fallen lassen.

Bei der Analyse der Sekundärstrahlen konnte festgestellt werden, daß Platin und Zink noch eine härtere homogene Fluoreszenzstrahlung, als die in der oben erwähnten Mitteilung angegebene, aussenden. Die Absorptionskoeffizienten, pro Masseneinheit in Aluminium gemessen, haben die Werte: 7,2 bzw. 5,4 $cm^2\,g^{-1}$.

Es zeigte sich ferner, daß auch Schwefel und Kohle eine sehr homogene, harte Strahlung emittieren mit den Absorptionskoeffizienten 0,21 bzw. 0,37 $cm^2 g^{-1}$.

In Anbetracht der erhaltenen Resultate glaube ich, daß Platin und Zink eine Serie von „Röntgenlinien", während Schwefel und Kohle im ganzen bis jetzt untersuchten Wellengebiet des Röntgenlichtes nur **eine** scharfe Linie aussenden.

Folgende Tabelle enthält die bei meinen jetzigen Versuchen erhaltenen Absorptionskoeffizienten. ϱ bedeutet die Dichte des Aluminiums und μ den Absorptionskoeffizient.

	$\frac{\mu}{\varrho}$
Platin . . .	7,2
Zink . . .	5,4
Schwefel . .	0,21
Kohle . . .	0,37

Die gegenwärtig an Platin erhaltenen Strahlen kann man in die Barklasche *L*-Reihe einordnen, die von mir untersuchten Zink-, Kupfer- und Eisenstrahlen gehören zu einer Klasse von härteren Strahlen als die Barklasche *K*-Reihe (*J*-Klasse). Die an Schwefel und Holzkohle ausgelösten Strahlen sind die härtesten bis jetzt gefundenen homogenen Sekundärstrahlen, *C* und *S* gehören einer besonderen Klasse an (*H*-Klasse). Die zu der *H*-Klasse gehörenden Strahlen von Elementen mit hohem Atomgewicht sind wahrscheinlich so durchdringlich, daß sie sich vorläufig der Beobachtung entziehen.

Die größte Schwierigkeit bei den Beobachtungen mit dem mir gegenwärtig zur Verfügung stehenden technischen Röntgenrohr, bildet die Härteänderung der Primärstrahlen. Es muß durchaus vermieden werden, daß die Röntgenröhre warm wird. Die Schirme waren daher bei den jetzigen Versuchen nie mehr als 4 Sekunden exponiert. Eine längere Ausdehnung des Versuches macht jede quantitative Messung illusorisch.

Die hier mitgeteilten Resultate lassen vermuten, daß bei den von den Herren v. Laue, Friedrich und Knipping ausgeführten Interferenzversuchen, die Sekundärstrahlen von den Schwefel- bzw. Kohlenatomen emittiert werden. Es entsteht ferner die Frage, ob nicht auch die an Schwefel und gewöhnlicher Kohle (auch anderen amorphen Körpern) ausgelösten Sekundärstrahlen Interferenzfiguren aufweisen. Versuche in der Richtung sollen demnächst ausgeführt werden.

Buenos-Aires, Departamento de Fisica del Instituto Nacional del Profesorado Secundario. 20. September 1913.

(Eingegangen 17. Oktober 1913.)

Experimentaluntersuchungen an Selenzellen.[1])

Von P. J. Nicholson.

Von den verschiedenen Theorien, die aufgestellt worden sind, um die Wirkung des Lichtes auf die Änderung des elektrischen Widerstandes metallischen Selens zu erklären, hat man in letzter Zeit vielleicht der Erklärung durch Resonanz der Elektronen größere Aufmerksamkeit zugewandt. Selbst wenn sich bündig beweisen läßt, daß in dem Element unter dem Einflusse der Belichtung gewisse chemische Veränderungen stattfinden, so muß doch die Änderung der Leitfähigkeit die Folge einer Zunahme der Anzahl freier Elektronen sein. Derartige Erwägungen geben Veranlassung zu verschiedenen Experimentaluntersuchungen. Hierher gehört in erster Linie eine quantitative Bestimmung der Wirkung ultravioletter Belichtung auf eine Selenzelle.

Ultraviolett-Empfindlichkeit.

Die zu dieser Bestimmung dienende Anordnung der Apparatur war der zu wiederholten Malen von Pfund benutzten ganz ähnlich, wie aus Fig. 1 hervorgeht. Das Linsensystem L schloß einen Wassertrog ein, durch den die ultrarote Strahlung abgeschnitten wurde. Schirme und Blenden schlossen die diffuse Strahlung aus. Der Hohlspiegel M_1 vereinigte das Licht der Quarzquecksilberlampe Q auf das Vakuumthermoelement T, während der ebene Nickelspiegel M_2 in einem Rahmen so angeordnet war, daß man ihn in den Gang des Lichtstrahls einschieben konnte, um den Strahl auf die Selenzelle C abzulenken. Die Zelle war mit einem Stück Quarzkristall bedeckt, das aus einer Platte ausgeschnitten war, deren Rest das Fenster des Thermoelements bildete. Ich führte Versuche mit zwei von Giltay hergestellten Zellen aus, und die gefundenen Ergebnisse waren nicht wesentlich voneinander verschieden. In jedem Falle wurde die Zelle durch das Galvanometer G mit einer Sammlerbatterie B von gewöhnlich 12 Volt verbunden. Dann wurde die Galvanometeraufhängung tordiert, bis der Nullpunkt des Instruments wieder seine Anfangsstellung einnahm. Die durch eine bestimmte Belichtung hervorgerufene Leitfähigkeitsänderung wurde verzeichnet, wie sie durch die Änderung des Galvanometerausschlags angezeigt wurde. Ich benutzte ein Vakuumthermoelement und verband die Kammer, welche das Element enthielt, mit einer Vakuumröhre mit Holzkohlenanode,[1]) mit deren Hilfe ich von Zeit zu Zeit das Vakuum prüfte und erneuerte. Die Empfindlichkeit der Anordnung war so groß, daß ich in der Nähe von 300 $\mu\mu$ Ausschläge von 10 bis 25 cm erhalten konnte. Die Empfindlichkeit des Zellengalvanometers war so eingestellt, daß es den passendsten Ausschlag lieferte.

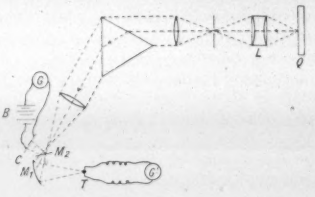


Fig. 1.

Mit Hilfe eines rotierenden Sektors[2]) ließ ich die Energiemenge 1, $^1/_2$, $^1/_4$ und $^1/_8$ auf die Zelle fallen und verzeichnete die entsprechenden Änderungen des Ausschlags. Unmittelbar darauf nahm ich Ablesungen am Thermoelement vor, und diese zeigten, daß der Ausschlag für

1) Eine ausführlichere Darstellung erscheint demnächst in der Physical Review.

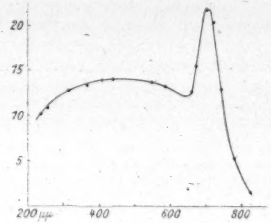
1) Pfund, diese Zeitschr. 13, 870, 1912; Phys. Rev. 34, 228, 1912.

2) Pfund, diese Zeitschr. 13, 507, 1912; Phys. Rev. 34, 370, 1912.

irgendeine Wellenlänge mit recht hohem Genauigkeitsgrade dem Gesetze

$$d = DI^{1/2}$$

gehorchte, das Pfund für das Gebiet vom Blau bis zum Gelb aufgestellt hat. Ich nahm für jede hervortretende Liniengruppe im Quecksilberspektrum eine Ablesungsreihe vor unter Benutzung der geeignetsten Energiemenge; aus diesen Ablesungen berechnete ich dann die Leitfähigkeitsänderung D, die der Energie Eins entspricht. Die Ergebnisse dieser Beobachtungen sind in Fig. 2 dargestellt. Man ersieht aus



Empfindlichkeit der Giltayzelle bis ins Ultraviolett hinein: EMK an der Zelle = 12 Volt. Expositionszeit = 12½ Sekunden. Die Ordinaten stellen die Leitfähigkeitsänderung in Einheiten des Galvanometerausschlags dar.

Fig. 2.

dieser Figur, daß bis zu 230 $\mu\mu$ die Ultraviolett-Empfindlichkeit der Giltayzelle recht beträchtlich ist.

Ultraviolett-Absorption.

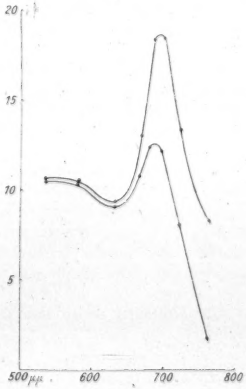
Um die Ultraviolett-Absorption metallischen Selens zu bestimmen, maß ich die Absorption seitens einer halbdurchlässigen Schicht auf Quarz. Experimentelle Schwierigkeiten verhinderten eine genaue Bestimmung, aber ich stellte zweifellos fest, daß die Absorption hier von derselben Größenordnung ist wie im Blau.

Empfindlichkeitskurven bei andauernder und bei begrenzter Exposition.

Wie Pfund[1]) gezeigt hat, ändert sich, wenn man Selenzellen 12½ Sekunden lang monochromatischem Licht aussetzt, die Leitfähigkeitszunahme d mit der Belichtungsstärke I nach dem Gesetze

$$d = DI^B$$

wo D für irgendeine gegebene Wellenlänge eine Konstante ist. Es ergab sich, daß B für die Spektralgebiete vom Violett bis zum Gelb sehr nahezu ½ ist. Wenn man sich dem Rot nähert, nimmt B indessen zu, so daß im tiefen Rot und im Ultrarot $B = 1$ ist. Bei den kürzeren Wellenlängen stimmt dies mit den Ergebnissen überein, die Rosse, Adams und Berndt gefunden haben. Es ergab sich, daß diese Beziehung bis zu 230 $\mu\mu$ gilt. Als ich die Belichtungszeit auf 10 Sekunden herabsetzte, war eine merkliche Zunahme des Wertes von B die Folge, zugleich mit einer geringen Verschiebung des Gebietes, in welchem B nach der Seite kürzerer Wellenlängen hin gleich 1 wird. Bei länger andauernder Belichtung (15 und 20 Sekunden) ergab sich das Gegenteil, wie zu erwarten war. Schließlich fand ich bei Exposition bis zur Erreichung eines stationären Zustandes, daß B annähernd konstant und über das ganze Spektrum gleich ½ war. Durch unkontrollierbare Änderungen der Temperatur und der Feuchtigkeit wurden die Ergebnisse weniger übereinstimmend als die von Pfund; wenn man aber diese Tatsache berücksichtigt, so scheint ein merkliches Minimum im Werte von B ungefähr im Gebiete von 600 $\mu\mu$ vorhanden zu sein, wo der Wert B ungefähr 0,4 betrug. Eine Änderung der Ablesungen des Ausschlags um 7 v. H. würden indessen einen solchen Wert erklären.



Die Figur zeigt die Empfindlichkeit nach 15 Sekunden langer Belichtung im Vergleich zu der entsprechenden Empfindlichkeit bei unbegrenzter Expositionsdauer. Man ersieht die Zunahme der Trägheit mit der Wellenlänge.

Fig. 3.

Fig. 3 veranschaulicht den Unterschied zwischen einer Exposition von 15 Sekunden und einer unbegrenzten Exposition.

Änderung der Trägheit mit der Wellenlänge.

Die oben mitgeteilten Kurven lehren, daß

1) Pfund, diese Zeitschr. **13**, 507, 1912, Phys. Rev. **34**, 370, 1912.

ein sehr ausgeprägter Unterschied zwischen der Trägheit im Rot und Ultrarot einerseits und jener im übrigen Spektrum andererseits besteht. Dieser Umstand würde besser veranschaulicht werden, wenn man die Zeit graphisch darstellen würde, die erforderlich ist, um in den verschiedenen Teilen des Spektrums beispielsweise $^3/_4$ des Sättigungswertes des Ausschlags zu erreichen. Das soll in kurzem ausgeführt werden. Der Unterschied zwischen dem vollen Ausschlag und dem nach einer begrenzten Exposition auftretenden ist anscheinend von 230 $\mu\mu$ bis 700 $\mu\mu$ konstant; an dieser Stelle nimmt er aber plötzlich zu, bis er einen Wert erreicht, der viele Male so groß ist wie zuvor. Der genaue Unterschied schwankt etwas mit der Feuchtigkeit und der Temperatur und sehr ausgesprochen mit der Ermüdung; die Tatsachen im allgemeinen sind aber immer dieselben. Dieser Unterschied zwischen der Wirkung verschiedener Teile des Spektrums gab Anlaß zu folgenden von Herrn Dr. Pfund vorgeschlagenen Versuchen.

Wirkungen, hervorgerufen durch dauernde Belichtung mit solchen Strahlen, für die der Absorptionskoeffizient nahezu konstant ist.

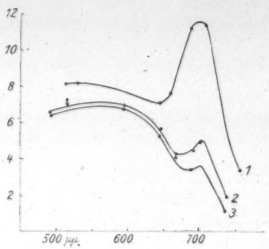
Ich setzte die Zelle dauernder Belichtung aus, und zwar zunächst mit grünem Licht, dann mit tiefrotem, und schließlich mit ultrarotem, und nahm die Empfindlichkeitskurven auf, wie zuvor. Das geschah in der Weise, daß ich ein paralleles Lichtbündel aus einem Nernstschen Glühkörper mittels eines rechtwinkligen Prismas durch ein mit einem Absorptionsschirm bedecktes Fenster auf eine Zelle fallen ließ. Die Intensität des Strahlenbündels wurde so abgeglichen, daß die Zelle in einem konstanten Zustand gehalten wurde. Bei einem Versuche wurde die Leitfähigkeit der Zelle durch ein Strahlenbündel roten Lichtes etwa auf das Dreifache gesteigert. Die Strahlung setzte sich fast ganz aus Wellenlängen von mehr als 710 $\mu\mu$ zusammen.

Die gewonnenen Ergebnisse lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

1. Die Empfindlichkeit von Violett bis Orange wurde etwas vermindert. Das rote Maximum wurde jedoch fast gänzlich abgeschnitten, und die Zelle wurde bei etwa 750 $\mu\mu$ praktisch unempfindlich.

2. Die Trägheit der Zelle wurde sehr merklich herabgesetzt.

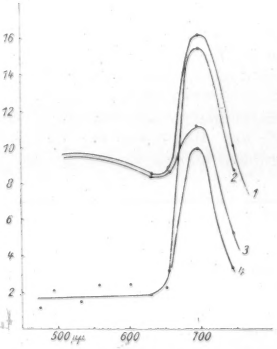
Ich verwandte darauf einen anderen Trog, dessen Durchlässigkeit streng auf das Ultrarot von 800 $\mu\mu$ bis 1950 $\mu\mu$ beschränkt war. Die Leitfähigkeit der Zelle wurde durch die Belichtung auf das $2^1/_2$fache erhöht. Die Ergebnisse wichen hier nur wenig von den bei Verwendung des roten Troges erhaltenen ab, abgesehen davon, daß das rote Maximum vollständiger abgeschnitten war und die Empfindlichkeit sich nicht ganz soweit ins Ultrarot erstreckte. Die Ergebnisse dieses Versuchs werden durch Fig. 4 veranschaulicht.



Die Zelle war dauernder ultraroter Belichtung ausgesetzt; dadurch wurde ihre Leitfähigkeit auf das $2^1/_2$fache erhöht. Die Kurven 2 und 3 zeigen die Empfindlichkeit bei unbegrenzter bzw. bei 15 Sekunden dauernder Exposition. Kurve 1 zeigt die entsprechende gewöhnliche Empfindlichkeitskurve bei 15 Sekunden dauernder Exposition.

Fig. 4.

Schließlich benutzte ich einen grünen Absorptionstrog. Dieser Trog löschte alles Licht oberhalb 650 $\mu\mu$ aus und hatte im übrigen Teile des sichtbaren Spektrums eine geringe Durchlässigkeit. Die Leitfähigkeit der Zelle wurde auf



Die Zelle war dauernder grüner Belichtung ausgesetzt; dadurch wurde ihre Leitfähigkeit auf das 3fache erhöht. Die Kurven 2 und 4 zeigen die Empfindlichkeit bei unbegrenzter bzw. bei 15 Sekunden dauernder Exposition; die Kurven 1 und 3 zeigen die entsprechenden gewöhnlichen Kurven. Die Zelle war unbeständig. Die Trägheit war im Rot und im Ultrarot sehr ausgeprägt.

Fig. 5.

das Dreifache ihres ursprünglichen Wertes erhöht. Die Ergebnisse waren von den früher erhaltenen ganz verschieden, wie Fig. 5 zeigt, und zwar:

1. Die Empfindlichkeit war auf der kurzwelligen Seite des roten Maximums fast auf Null herabgesetzt. Die Empfindlichkeit im Rot und im Ultrarot war nur wenig verringert.

2. Die Trägheit war sehr ausgeprägt.

Röntgenstrahlen.

Um die oben genannten Gesetze weiter zu prüfen, führte ich Versuche mit Röntgenstrahlen als erregender Strahlungsquelle aus. Um die Intensität der Strahlen um bestimmte Beträge zu verringern, benutzte ich einen großen rotierenden Sektor aus schwerem Bleiblech. Das Quarzfenster der Zelle wurde durch ein Fenster aus Aluminiumfolie ersetzt. Ein zweites Stück Bleiblech wurde vor dem rotierenden Sektor so angeordnet, daß es nur ein schmales Strahlenbündel auf die Zelle auftreffen ließ. Der Sektor wurde mittels eines Elektromotors gedreht, dessen Geschwindigkeit sehr hoch war. Durch Verschieben des Motors auf seiner Unterlage konnte ich jedes beliebige Stück des Sektors vor das Loch in dem Bleiblech bringen, so daß die ganze Intensität des Strahlenbündels, oder drei Viertel, oder die Hälfte, oder ein Viertel davon auf die Zelle fallen konnte.

Die bei diesem Versuche gewonnenen Ergebnisse waren den mit großen Wellenlängen erhaltenen ähnlich. Bei kurzer Exposition galt nämlich eine nahezu lineare Gesetzmäßigkeit, während bei Exposition bis zur Erreichung eines stationären Zustandes die Änderung einem Quadratwurzelgesetz folgte.

Eine theoretische Erörterung soll folgen. Ich werde dabei den Versuch machen, die Eigentümlichkeiten, die metallisches Selen zeigt, auf Grund der Elektronentheorie zu erklären.

Johns Hopkins University.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 21. September 1913.)

Elektronentheorie der Lichtempfindlichkeit des Selens[1].

Von P. J. Nicholson.

In den nachstehenden Ausführungen soll der Versuch gemacht werden, unter Zugrundelegung der Elektronentheorie die verschiedenen Effekte zu berechnen, die auf Grund der von Pfund[1]) aufgestellten Hypothese zu erwarten sind, nach welcher die Zunahme der Leitfähigkeit einer Selenzelle ein innerer photoelektrischer Effekt ist. Diese Behandlung besitzt im Vergleich mit jener, die chemische Veränderungen in dem Element annimmt, den Vorzug, daß sie es mit solchen Größen zu tun hat, die eine bestimmte physikalische Bedeutung haben. Es wird dadurch ein Feld für die experimentelle Prüfung eröffnet, die reichliches Licht auf die Richtigkeit oder Unrichtigkeit der vorgebrachten Auffassung werfen wird.

Zur Vermeidung übermäßiger Komplikationen erwies es sich als ratsam, folgende Effekte unberücksichtigt zu lassen:

1. Die Änderung des Wiedervereinigungskoeffizienten[2]).

2. Die Diffusion der Elektronen. Nehmen wir an, daß der durchschnittliche Absorptionskoeffizient metallischen Selens[3]) $k = 6 \times 10^4$ ist, so sehen wir, daß die Intensität eines Lichtstrahlenbündels nach dem Durchgang durch $1{,}1 \times 10^{-4}$ cm auf $^1/_{1000}$ ihres Anfangswertes erniedrigt wird. Wenn wir eine geringe Diffusion annehmen, so muß die tatsächliche Durchdringungstiefe viel geringer sein als die genannte Schichtdicke. Brown[4]) hat für die Giltay-Zelle eine wirksame Tiefe von $1{,}4 \times 10^{-3}$ cm abgeleitet, und wenn dieser Wert richtig ist, muß die Diffusion ein großer Faktor sein. Weitere Versuche über diesen Gegenstand werden zurzeit vorbereitet.

3. Den „Skin-Effekt", eine Folge etwaiger geringer Dicke der durch das Licht beeinflußten Schicht. Durch diesen Effekt würde vermutlich nur ein konstanter Faktor in die Beziehung zwischen der Anzahl der vorhandenen Elektronen und der fließenden Stromstärke eingeführt werden.

4. Die Änderung des Absorptionskoeffizienten bei Erhöhung der Leitfähigkeit. Falls ein solcher Effekt besteht, muß er klein sein, denn Amaduzzi[5]) hat bei der Belichtung von Selen keine Änderung im Emissionsvermögen gefunden. Pfund konnte bei einer unveröffentlichten Untersuchung, bei der er elliptisch polarisiertes Licht benutzte, keinerlei Veränderung an den optischen Konstanten entdecken, wenn das Metall von einem zweiten Lichtstrahl von sehr großer Intensität belichtet wurde.

1) Eine ausführlichere Darstellung erscheint demnächst in der Physical Review.

1) Pfund, Phys. Rev. **28**, 324, 1909; diese Zeitschr. **10**, 340, 1909.
2) Plimpton, Sill. Journ. **35**, 39, 1913.
3) Pfund, Phys. Rev. **28**, 324, 1909; diese Zeitschr. **10**, 340, 1909.
4) Brown, Phys. Rev. **34**, 201, 1912; diese Zeitschr. **13**, 859, 1912.
5) Amaduzzi, Rend. Linc. **17**, 590, 1908.

5. Die ungleichmäßige Verteilung der Elektronen, wenn sich das Selen im Dunkeln befindet. Die Elektronendichte ist vermutlich in unmittelbarer Nähe der Elektroden größer als anderswo.

6. Die Verluste an Elektronen infolge des äußeren photoelektrischen Effekts[1]).

7. Die sekundäre Ionisierung[2]).

Wenn wir annehmen, daß die Anzahl der Elektronen in einer gegebenen Selenschicht, die in einer Sekunde aus ihren Atomen ausgetrieben werden, der absorbierten Lichtmenge proportional ist, so können wir ganz einfach eine Gleichung erhalten, welche die verschiedenen in Frage kommenden Größen zueinander in Beziehung setzt. Bezeichnen wir mit n die Dichte der Elektronen in irgendeinem Augenblick und in einem Punkte, dessen Abstand von der exponierten Oberfläche x ist; mit M^2 die Anzahl der in einer Sekunde ausgestoßenen Elektronen, wenn das Selen sich im Dunkeln befindet; mit I die Intensität in der Querschnittseinheit eines monochromatischen Strahlenbündels, für das der Absorptionskoeffizient k ist; mit μ einen Proportionalitätsfaktor, und mit α^2 den Wiedervereinigungskoeffizienten —, so erhalten wir:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = M^2 + \mu k I e^{-kx} - \alpha^2 n^2 . \qquad (1)$$

Die Lösung können wir in der Form

$$n = \frac{q}{\alpha}\left(1 - \frac{2}{\frac{q+M}{q-M}e^{2\alpha q t} + 1}\right) \qquad (2)$$

schreiben, wo

$$q^2 = M^2 + \mu k I e^{-kx}$$

ist.

Wenn wir eine Selenschicht haben, deren Flächeninhalt A und deren Dicke s ist, und die m Elektronen enthält, so folgt hieraus, daß

$$\begin{aligned} m = A\int_0^s n\,dx = \\ = \frac{2A}{\alpha k}\left[\frac{Mks}{2} + (c^2+M^2)^{1/2} - M + \right. \\ + \frac{M}{2}\log\frac{c^2}{4M^2}\cdot\frac{M-(c^2+M^2)^{1/2}}{M+(c^2+M^2)^{1/2}} - \\ - \frac{1}{\alpha t}\left(\frac{1}{4}e^{-2\alpha Mt} - \frac{c^2+M^2}{\{(c^2-M^2)^{1/2}+M\}^2}\right. \\ \left.\left. \cdot e^{-2\alpha t(c^2+M^2)^{1/2}}\right)\right] \end{aligned} \qquad (3)$$

ist, wo

$$c^2 = \mu k I$$

ist: dabei ist eine wenig durchlässige Schicht angenommen, so daß e^{-ks} so klein wird, daß es vernachlässigt werden kann, und Glieder von der Ordnung $e^{-4\alpha q t}$ sind vernachlässigt worden. Nach Erreichung eines stationären Zustandes wird das zweite Glied verschwunden sein. Von dem ersten Gliede ist die Größe

$$\frac{2A}{\alpha k}\cdot\frac{Mks}{2} = \frac{MAs}{\alpha} = m_0,$$

d. h. gleich der Anzahl der Elektronen, die vorhanden sind, wenn sich das Selen im Dunkeln befindet. Die von einer Belichtung mit der Intensität I herrührende Zunahme der Elektronenzahl ist dann

$$\begin{aligned} m - m_0 = \frac{2A}{\alpha k}\left[(c^2+M^2)^{1/2} - M - \right. \\ \left. - \frac{M}{2}\log\frac{c^2}{4M^2}\cdot\frac{M-(c^2+M^2)^{1/2}}{M+(c^2+M^2)^{1/2}}\right] \end{aligned} \qquad (4)$$

Für den Fall, daß M klein im Vergleich zu c ist, geht diese Gleichung über in:

$$m - m_0 = \frac{2Ac}{\alpha k} = \frac{2A}{\alpha}\sqrt{\frac{\mu I}{k}} . \qquad (5)$$

Mit zunehmendem Werte von M wird die Proportionalität zwischen $(m - m_0)$ und c immer weniger genau.

Wir wollen nunmehr den relativen Wert von c und M in einem praktischen Falle betrachten. Die Anzahl der durch Licht von der Intensität I ausgetriebenen Elektronen ist nach unserer Annahme in einer undurchlässigen Schicht

$$\int_0^\infty k\mu I e^{-kx}\,dx = \mu I = \frac{c^2}{k} .$$

Die Anzahl der ausgetriebenen Elektronen, wie sie durch die Zunahme der Leitfähigkeit angegeben wird, ist von derselben Größenordnung wie die Anzahl der spontan erzeugten, einerlei ob die Zelle belichtet wird oder nicht. Mithin ist $\frac{c^2}{k}$ von derselben Größenordnung wie M^2.

Wie wir gesehen haben, ist aber k eine sehr große Zahl; mithin ist c^2 groß im Vergleich zu M^2, und in vielen Spezialfällen wird c groß gegenüber M sein. Wir müssen daher erwarten, daß zwischen der Leitfähigkeitszunahme und der Quadratwurzel der Belichtungsintensität Proportionalität besteht, d. h., daß

$$d = D\sqrt{I}$$

ist. Dies ist das Gesetz, das von Rosse, Pfund, Adams, Berndt und mir bestätigt gefunden wurde. Wir dürfen indessen nicht vergessen, daß D sowohl k als μ enthält, und daß aus diesem Grunde das Gesetz für unzerlegtes oder teilweise zerlegtes Licht nicht gelten wird. Um die vollständige Beziehung zwischen der Leitfähigkeitsänderung, der Belichtungsstärke und

1) Amaduzzi, Rend. della R. Accad. di Bologna **14**, 39, 1910.

2) Robinson, Phil. Mag. (6) **25**, 115, 1913.

der Wellenlänge zu erhalten, brauchen wir nur μ und k als Funktionen der Wellenlänge auszudrücken und I für Verluste durch Reflexion zu korrigieren.

Abhängigkeit der Empfindlichkeit vom Dunkelleitvermögen.

Die Gleichung (4) lehrt, daß die Größe $(m - m_0)$, der die Leitfähigkeitszunahme proportional ist, mit zunehmendem M abnimmt. Das steht mit der Tatsache in Einklang, daß in der Regel Zellen mit hohem Widerstand eine hohe Empfindlichkeit haben. Weiter müssen wir, wenn wir μ als annähernd konstant annehmen, eine Änderung der Empfindlichkeit bei einer Widerstandsänderung mit der Temperatur erwarten. Das ist von Frl. Mc Dowell[1]) bestätigt worden. Pochettino[2]) hat eine Ausnahme hiervon festgestellt, als er eine Zelle verwandte, welche die ziemlich ungewöhnliche Eigenschaft besaß, einen negativen Temperaturkoeffizienten des Widerstands zu haben, und dies läßt sich nur dadurch erklären, daß man eine Änderung von α, k oder μ annimmt.

Negativ lichtempfindliches Selen.

Ähnliche Erwägungen führen zu einer möglichen Erklärung für negativ lichtempfindliches Selen. Wir erhalten nach Erreichung eines stationären Zustandes:

$$m = \frac{2A}{\alpha k}\left[(c^2+M^2)^{1/2} - M - \frac{M}{2}\log\frac{c^2}{4M^2}\cdot \frac{M+(c^2+M^2)^{1/2}}{M-(c^2+M^2)^{1/2}} + \frac{Mks}{2}\right]. \quad (6)$$

Setzen wir für c Werte von derselben Größenordnung wie M ein, so sehen wir, daß das erste Glied, welches die Empfindlichkeit darstellt, jetzt klein ist, während das letzte Glied, welches die Dunkelleitfähigkeit darstellt, groß ist. Wenn nun die Wirkung des Lichts eine geringe Zunahme von α bewirkte, könnte das zweite Glied dadurch genügend vermindert werden, um das erste Glied reichlich aufzuwiegen. Die Arbeit von Plimpton[3]) über Gase läßt eine derartige Änderung von α vermuten.

Trägheit.

Wir betrachten nunmehr den Fall, daß t einen beträchtlichen Wert hat, ein stationärer Zustand aber nicht erreicht worden ist. In diesem Falle haben wir noch das weitere Glied

$$\frac{2A}{\alpha^2 k t}\left\{\frac{(c^2+M^2)}{\{(c^2+M^2)^{1/2}+M\}^2}e^{-2\alpha t(c^2+M^2)^{1/2}} - \frac{1}{4}e^{-2\alpha M t}\right\}. \quad (7)$$

Die Schnelligkeit, mit der ein stationärer Zustand erreicht wird, hängt von der Schnelligkeit ab, mit der diese Glieder verschwinden. Die Trägheit einer Zelle hängt somit von den drei Größen

$$\frac{1}{\alpha^2 k}, \quad \frac{1}{\alpha(c^2+M_2)^{1/2}} = \frac{1}{\alpha(\mu k I + M^2)^{1/2}}$$

und

$$\frac{1}{\alpha M}$$

ab. Mithin ist zu erwarten, daß die Geschwindigkeit, mit der ein maximaler Ausschlag erreicht wird,

1. am geringsten für Gebiete kleinster Absorption ist. Das ist eine ganz bekannte Tatsache, die durch die Fig. 3 meiner vorstehenden Arbeit[1]) veranschaulicht wird. Sie erklärt auch die langsame Wirkung der Röntgenstrahlen;

2. am geringsten ist, wenn die Belichtung am schwächsten ist, gleichfalls eine ganz bekannte Tatsache;

3. am geringsten bei den niedrigsten Werten des Dunkelleitvermögens ist, wie Frl. Mc Dowell[2]) bestätigt hat.

Mögliche Erklärung anomaler Effekte.

Wie wir gesehen haben, ist in gewöhnlichen Fällen c groß gegenüber M. Daher wird sich die Wirkung des zweiten Gliedes im Ausdruck (7) lange nach jener des ersten Gliedes bemerkbar machen. Wenn t jedoch sehr klein ist, ist das letztgenannte Glied das größere. Andererseits ist die Größe M für verschiedene Präparate, von der negativ lichtempfindlichen Varietät angefangen bis zum weichen und harten Selen Ruhmers, sehr verschieden. Bei geeigneter Wahl von M könnte man erreichen, daß das erste Glied für einen Augenblick überwiegt. Unter solchen Verhältnissen müssen wir erwarten, daß in einem Augenblick ein maximaler Ausschlag erreicht wird, auf den dann eine langsame Abnahme folgt. Derartige Effekte sind häufig beobachtet worden[3]).

Wirkung dauernder Belichtung durch ein annähernd monochromatisches Strahlenbündel auf die Empfindlichkeit.

Wenn wir diesen Fall mathematisch be-

1) Mc Dowell, Phys. Rev. **31**, 524, 1910.
2) Pochettino, Lincei Rend. **11**, 286, 1904.
3) Plimpton, Sill. Journ. **35**, 39, 1913.

1) Nicholson, diese Zeitschr. **14**, 1211, 1913.
2) Mc Dowell, Phys. Rev. **31**, 524, 1910.
3) Ries, Die elektrischen Eigenschaften des Selens und die Bedeutung des Selens für die Elektrotechnik, S. 27.

handeln, werden die Gleichungen äußerst kompliziert, doch scheint der Fall eine sehr einfache Behandlung zuzulassen. Wie wir gesehen hatten, haben wir das Gesetz

$$d = D\sqrt{I},$$

aus dem

$$\frac{d}{dI}(d) = \frac{1}{2}\frac{D}{\sqrt{I}}$$

folgt; mithin nimmt die Empfindlichkeit gegen eine gegebene Belichtungsmenge mit zunehmender Gesamtbelichtung ab. Wenn μ und k konstant wären, müßten wir erwarten, daß sich diese Abnahme durch das ganze Spektrum hindurch zeigen würde, unabhängig von der Art der auf unsere Zelle fallenden stetigen Belichtung. Aber, wie wir gesehen haben, enthält D sowohl μ als k, die beide Funktionen der Wellenlänge sind. In Gebieten kürzerer Wellenlängen, wo k annähernd konstant ist, muß die Empfindlichkeit verschwinden. In den Gebieten großer Wellenlängen dagegen ist k klein. Infolgedessen wird rotes Licht, das auf eine von grünem Licht bestrahlte Zelle fällt, in deren Inneres bis zu solchen Stellen eindringen, die durch grünes Licht unbeeinflußt sind, und wird somit zu einer Leitfähigkeitserhöhung Anlaß geben, die durch das Vorhandensein der grünen Belichtung nahezu unberührt bleibt.

Wenn die Zelle einer dauernden Bestrahlung mit Licht ausgesetzt wird, dessen Absorptionskoeffizient klein ist, und man währenddessen ihre Empfindlichkeit mißt, so liegt der Fall ganz anders. Offenbar wird die Empfindlichkeit gegen Licht, dessen Absorptionskoeffizient annähernd derselbe ist wie für den dauernden Strahl, sehr gering sein, vorausgesetzt, daß der Wert von μ nicht sehr verschieden ist. Wenn ein Bündel kurzwelligerer Lichtstrahlen auf eine solche Zelle fällt, wird dessen Wirkung auf eine dünne Schicht beschränkt sein; da aber μ hier sehr viel größer ist, so ist die Wirkung des stetigen Strahlenbündels kaum merkbar. Hierdurch erklärt sich die Erhaltung der Blau- und Grünempfindlichkeit, wenn eine Zelle einem beständigen Bündel roter oder ultraroter Strahlen ausgesetzt wird.

Anfangsgeschwindigkeit der Leitfähigkeitsänderung durch Belichtung.

Gehen wir auf die Gleichung (3) zurück, so erhalten wir, wenn $t = 0$ wird,

$$\frac{dm}{dt} = \frac{A}{k}c^2 = A\mu I.$$

Die Anfangsgeschwindigkeit der Leitfähigkeitsänderung ist mithin der Intensität des auftreffenden Strahlenbündels proportional. Wir werden erwarten, daß diese Beziehung immer dann gilt, wenn die Zeit, während welcher Licht auf die Zelle fällt, klein gegenüber der Zeit ist, die zur Erreichung des maximalen Ausschlags erforderlich ist. Hierdurch erklärt sich das lineare Gesetz, das von Pfund für Gebiete großer Wellenlänge und von mir für Röntgenstrahlen aufgestellt worden ist. Stebbins[1]) nimmt in seiner Arbeit über Sternphotometrie, wo die benutzten Intensitäten sehr gering waren, dieselbe Beziehung an, und zweifellos hat er für solche Fälle das Gesetz bestätigt.

Erholung.

In irgendeinem Augenblick nach Unterbrechung der Belichtung haben wir den Zustand des Selens, der durch die Gleichung

$$\frac{\partial n}{\partial t} = M^2 - \alpha^2 n^2 \tag{8}$$

dargestellt wird. Wenn wir geradeso verfahren wie zuvor, erhalten wir:

$$\left.\begin{aligned} m = {} & \frac{MAs}{\alpha} + \\ & + \frac{4AM}{\alpha k}\left\{2\log\frac{M\alpha + (c^2+M^2)^{1/2}}{M\alpha + M}e^{-2\alpha Mt} - \right. \\ & - \frac{ks}{2}\left(\frac{1}{2} - \frac{1}{\alpha}\right)e^{-2\alpha Mt} + \frac{1}{\alpha}\log\frac{c^2}{4M}\cdot \\ & \left. \frac{M + (c^2+M^2)^{1/2}}{M - (c^2+M^2)^{1/2}}e^{-2\alpha Mt}\right\}. \end{aligned}\right| \tag{9}$$

Die Folgerungen, die sich aus dieser Gleichung ziehen lassen, sind von den Ergebnissen einer früheren Gleichung nicht sehr verschieden, nämlich:

1. Die Erholungsgeschwindigkeit ist am größten, wenn die Absorption am größten ist, ein Ergebnis, das experimentell mehr als zur Genüge bestätigt worden ist.

2. Die Erholungsgeschwindigkeit ist am größten bei großen Werten von I und μ.

3. Die Erholungsgeschwindigkeit ist am größten bei Zellen mit hohem Leitvermögen, ein Ergebnis, das Frl. Mc Dowell[2]) bei ihren Versuchen mit tiefen Temperaturen bestätigt gefunden hat.

Eine Vergleichung der Ausdrücke führt auch zu dem Schlusse, daß die zur Erreichung eines stationären Zustandes unter der Einwirkung der Belichtung erforderliche Zeit kürzer sein muß als die für die Erholung erforderliche.

Zur Erreichung eines stationären Zustandes erforderliche Zeit.

Die oben angegebenen Gleichungen vermögen

1) Stebbins, Astrophys. Journ. **32**, 185, 1910.
2) Mc Dowell, Phys. Rev. **31**, 524, 1910.

nicht die Tatsachen darzustellen, welche die zur Erreichung eines stationären Zustandes unter dem Einflusse der Belichtung erforderliche Zeit betreffen. Die Gleichungen deuten wohl an, daß die Zeit überaus kurz sein muß. In Wirklichkeit ist die Zeit, die eine Selenzelle braucht, um einen stationären Zustand zu erreichen, beträchtlich; sie bewegt sich zwischen 20 Sekunden und mehreren Stunden. Selbst wenn man Störungen durch Potentialeffekte und Joulesche Wärme berücksichtigt, sieht man, daß in dieser Hinsicht eine beträchtliche Unstimmigkeit besteht. Eine einleuchtende Erklärung hierfür kann man in dem Umstande finden, daß die Diffusion vernachlässigt worden ist. Wenn auch die Größe dieser Störung so gering sein würde, daß sie die aus der Gleichung gezogenen allgemeinen Schlußfolgerungen nicht beeinträchtigen würde, so ist es doch sehr wohl möglich, daß sie die zur Erreichung eines stationären Zustandes erforderliche Zeit recht erheblich verlängern könnte.

Wenn wir die Diffusion in Betracht ziehen, ergeben sich Gleichungen wie die nachstehend mitgeteilten, für die bisher noch keine Lösung erzielt worden ist.

Es bezeichne n' die Dichte jener Atome, die ein Elektron verloren haben, und C den Diffusionskoeffizienten der Elektronen. Dann erhalten wir:

$$\frac{\partial n'}{\partial t} = M^2 + c^2 e^{-kx} - \alpha^2 n n',$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = M^2 + c^2 e^{-kx} - \alpha^2 n n' - C \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}.$$

Zum Schlusse danke ich Herrn Professor Ames und allen Herren vom Physikalischen Institut der Johns Hopkins University für das Interesse, das sie an dieser Arbeit genommen haben. Besonders muß ich Herrn Dr. Pfund nennen, der die Anregung zu der Arbeit gegeben und keine Mühe gescheut hat, um mir auf jede erdenkliche Weise zu helfen.

Johns Hopkins University.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 21. September 1913.)

Über die Konstitution des Erdinnern, erschlossen aus Erdbebenbeobachtungen.

Von B. Gutenberg.[1])

Die vorliegende Arbeit bildet die Fortsetzung der in dieser Zeitschrift erschienenen Mitteilungen über die Konstitution des Erdinnern.[1]) Zur Untersuchung wurden nur Registrierungen der Göttinger Pendel benutzt. Es wurden nur Aufzeichnungen solcher Beben gewählt, deren Epizentrum weiter als 80° von Göttingen entfernt und durch makroseismische oder mikroseismische Beobachtungen aus der Nähe des Herdes so genau bekannt war, daß die Herddistanz von Göttingen auf + 3° sicher schien. Außerdem mußte die Göttinger Registrierung des Bebens einen ausgeprägten Einsatz der einmal reflektierten longitudinalen Welle geliefert haben. In dem Zeitraum vom 1. Januar 1904 bis 30. Juni 1912 erwiesen sich 78 Bebendiagramme als brauchbar. Aus Registrierungen von Stationen nahe dem Herde wurde bei jedem Beben eine angenäherte Herdzeit bestimmt und dann die Zeit des Eintreffens der einmal reflektierten longitudinalen Welle (PP) berechnet unter der Voraussetzung, daß diese bis zu einer Station mit der Herddistanz Δ doppelt so lange läuft als die direkte longitudinale Welle (P) bis zur halben Herddistanz. Es zeigte sich, daß PP durchschnittlich 10 Sekunden früher ankam als berechnet war. Bei jedem Beben wurden nun die Eintrittszeiten aller gut ausgeprägten Wellen im Gebiet der Vorläufer gemessen und, je nachdem sie früher oder später als PP kamen, von der berechneten Laufzeitkurve für PP nach unten oder oben abgetragen.

Es zeigt sich, daß die direkte longitudinale Welle (P) bis zu einer Herddistanz von $\Delta = 108°$ gleichmäßig wachsende Laufzeiten besitzt. Zwischen $\Delta = 108°$ und $\Delta = 140°$ fehlt P völlig; es tauchen vor PP manchmal ganz schwache Wellen mit unregelmäßigen Eintrittszeiten auf. Erst bei $\Delta = 143°$ wird P wieder sicher beobachtet, jedoch trifft es stark verzögert ein. Von da ab bis zur letzten Beobachtung bei $\Delta = 171°$ verläuft die Laufzeitkurve regelmäßig. Es ergaben sich folgende Laufzeiten von P:

Δ^0	80	90	100	105	143	160	180
T_P sec.	740	800	850	(870)	1184	1216	1225

d. h. eine Longitudinalwelle braucht $20^1/_2$ Minuten, um die Erde auf einem Durchmesser zu durchlaufen.

Auch die Intensitätsverhältnisse der Longitudinalwellen sind bei $\Delta > 80°$ sehr verschieden. Sei H das beobachtete Verhältnis der horizontalen Bodenverrückung bei PP zu derjenigen bei P, so wächst H zwischen $\Delta = 80°$ und

1) Kurzer Auszug aus einer im Druck befindlichen Arbeit: E. Wiechert und B. Gutenberg, Über Erdbebenwellen VII. Teil A: Beobachtungen an Registrierungen von Fernbeben in Göttingen, und Folgerungen in bezug auf die Konstitution des Erdkörpers von B. Gutenberg. Göttinger Nachrichten, math.-phys. Kl.

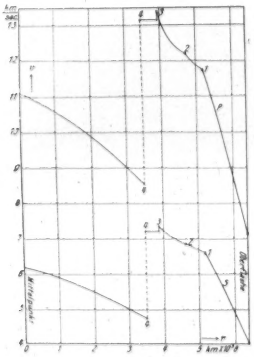
1) L. Geiger und B. Gutenberg, diese Zeitschr. **12**, 814—818, 1911 und **13**, 115—118, 1912.

$\Delta = 90^0$ von 0,3 auf 8 (d. h. P wird schwach). Bei $\Delta = 92^0$ ist H plötzlich 1 (d. h. P wird plötzlich stark) und nimmt bis $\Delta = 102^0$ langsam auf 2 zu. Bei Herddistanzen zwischen $\Delta = 102^0$, wo P wieder sehr schwach wird, und $\Delta = 108^0$ hat H etwa den Wert 10, bei $108^0 < \Delta < 143^0$ fehlt P, es ist also $H = \infty$. Die ersten bei $\Delta = 143^0$ ankommenden Wellen haben außergewöhnlich große Amplituden, die aber bei wachsender Distanz schnell kleiner werden. Die Beobachtungen über H ergaben im Mittel bei $\Delta > 143^0$:

Δ^0	144	146	148	150	154	156	164
H	0,15	0,4	2	10	$1^1/_2$	2	6

Der Sprung von H bei $\Delta = 152^0$ war zu erwarten. Er rührt von PP her. Da P bei $\Delta = 76^0$ eine Unstetigkeitsschicht streift, muß PP dieselbe Fläche bei $\Delta = 2 \times 76^0 = 152^0$ berühren. Wir haben hier also eine Bestätigung für unsere frühere Arbeit.

Es entstand nun die Aufgabe, eine solche Annahme über die Geschwindigkeit der Longitudinalwellen im Erdinnern zu machen, daß sowohl den Laufzeitbeobachtungen wie den Intensitätsbeobachtungen genügt wird. Die Figur zeigt die Annahme, die am besten den Beobachtungen entsprach. Die Geschwindigkeit der Transversalwellen wurde proportional derjenigen der Longitudinalwellen gesetzt. Die hiernach berechneten Laufzeiten widersprechen ebenfalls nirgends den Beobachtungen. Die angenommene Geschwindigkeitsverteilung zeigt 4 Unstetigkeits-



schichten im Erdinnern, von denen die 1. und 4. am ausgeprägtesten sind. Nach der Figur haben wir einen Kern mit einem Radius von etwa 3500 km, eine mittlere unregelmäßig gebaute Schale und einen 1200 km dicken Mantel.

Es liegt nun die Vermutung nahe, daß sich an dem Kern infolge der großen Geschwindigkeitsdifferenz Wechselwellen bilden, z. B. eine solche, die außen transversal, innen longitudinal und schließlich außen wieder transversal schwingt. Die Laufzeiten aller derartigen Wellen wurden berechnet, und es ergab sich, daß die durch Rechnung gefundenen Laufzeiten der oben genannten Welle (S_4P_4S) den Laufzeiten eines Einsatzes entsprachen, der mehrfach teils früher, teils an dem vorliegenden Material beobachtet worden war, dessen Bedeutung jedoch seither nicht erklärt werden konnte.

Schließlich wurden die Perioden bei den ersten Vorläufern von Fernbeben untersucht. Genau wie bei Beben mit $\Delta < 80^0$ sind Perioden von 5 und 6 Sekunden am häufigsten. Es wurden beobachtet:

Periode in sec.	unter 5	5—6	7—8	9—11	11—12	über 12
Häufigkeit in %	10	57	8	$2^1/_2$	19	$2^1/_2$

Zusammenfassung. Auf Grund von Beobachtungen über die Laufzeiten und Intensitätsverhältnisse der direkten und einmal reflektierten longitudinalen Erdbebenvorläufer aus Distanzen über 80^0 wurde eine Annahme über die Geschwindigkeit der Erdbebenwellen im Erdinnern bei Tiefen über 2450 km gemacht. Keins der auf Grund dieser Annahme berechneten Resultate widerspricht Beobachtungen. Es mußte eine stark ausgeprägte Unstetigkeitsfläche in 2900 km Tiefe angenommen werden, deren Existenz Wiechert schon 1907 vermutet hatte. Die Figur zeigt die Geschwindigkeit longitudinaler und transversaler Erdbebenwellen im Innern der Erde als Funktion des Radius. Sie ist das Hauptergebnis der vorliegenden Arbeit.

(Eingegangen 16. Oktober 1913.)

Neue Versuche mit Flüssigkeitslamellen.

Von Wilhelm Michl.

Ein Fundamentalprinzip der Kapillaritätstheorie besagt, daß sich die Oberflächen gegebener Flüssigkeitsmengen als sogenannte Minimalflächen darstellen. Plateau[1]) hat gezeigt, wie sich diese Minimalflächen an Flüssigkeitslamellen realisieren lassen. Seine Versuche erstreckten sich zumeist auf räumliche Figuren. Nun ist es aber klar, daß die Betrachtung ebener

1) Statique expérimentale et théorique des liquides soumis aux seules forces moléculaires, Paris 1873.

Minimalflächen weit besser geeignet ist, das obgenannte Prinzip zu erhärten, da sich die Verhältnisse in der Ebene viel leichter und deutlicher überblicken lassen.

Ist das Prinzip richtig, so muß es möglich sein, eine Reihe von Minimum- bzw. Maximumproblemen der ebenen Geometrie durch Versuche mit Flüssigkeitslamellen zu lösen und die experimentell gefundenen Resultate müssen mit den durch Rechnung gefundenen in Übereinstimmung stehen.

Im folgenden sollen einige in dieser Richtung unternommene Versuche beschrieben werden, die, soweit ich die Literatur überblicke, neu sind. Die meisten von ihnen eignen sich auch recht gut zur objektiven Darstellung bei Vorlesungen. Als Versuchsmaterial verwendete ich eine Seifenlösung von entsprechender Zähigkeit, 0,4 mm dicke Aluminiumdrähte und Kokonfäden.

In der nachstehenden Beschreibung soll immer zuerst das betreffende Minimum- oder Maximumproblem betrachtet und sodann seine experimentelle Lösung behandelt werden. Die verwendeten Apparate waren etwa doppelt so groß als die in den beigegebenen Figuren gezeichneten.

1. a) Drehen sich die zwei fest miteinander verbundenen Schenkel eines Winkels um den Scheitel P und gleiten dabei längs einer Geraden g, so lehrt eine einfache Differenziation, daß die zwischen den Schenkeln des Winkels und der Geraden g liegende Fläche dann ein Minimum wird, wenn g auf der Winkelsymmetrale senkrecht steht.

b) Hängt man an einen Haken h das in Fig. 1 gezeichnete, bei P mit einer Öse ver-

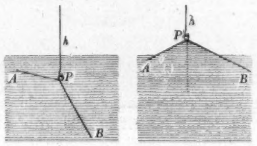


Fig. 1.

sehene Drahtstück APB und taucht man es in die Seifenlösung, so nimmt es die mit I bezeichnete Stellung ein. Die letztere bleibt erhalten, solange man P nicht über die Flüssigkeitsoberfläche heraushebt. In letzterem Falle bildet sich nämlich zwischen den Schenkeln des Winkels eine Lamelle, und er stellt sich so ein, daß die Verlängerung von h praktisch zur Winkelsymmetrale wird (Fig. 1, II). PB wird durch die Kapillarkräfte gehoben, bis A aus der Flüssigkeit emportaucht. Dann zerreißt die Lamelle und der Drahtwinkel sinkt in die Stellung I zurück.

2. a) Gleitet eine um den Punkt P drehbare Gerade g längs der beiden Schenkel eines Winkels, so wird bekanntlich die Fläche zwischen g und den beiden Schenkeln dann ein Minimum, wenn der Punkt P das zwischen den beiden Winkelschenkeln liegende Stück der Geraden halbiert.

b) Man stelle aus Draht den in Fig. 2 perspektivisch gezeichneten Linienzug $ABCDEFG$

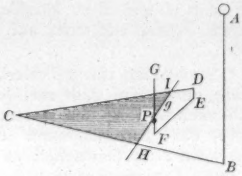


Fig. 2.

her und zwar derart, daß AB, DE und FG senkrecht, EF parallel zur Fläche des Winkels BCD ist. Sodann erzeuge man durch Umbiegung des Drahtstückes g eine Öse, mittels der man bewirkt, daß g um den Punkt P drehbar ist und längs BC und DC gleiten kann. Dabei muß die Öse jenseits von C liegen.

Taucht man nun das so erhaltene System mittels der Handhabe bei A in die Seifenlösung, so bildet sich beim Herausnehmen eine ebene Lamelle HCI und eine krummflächige $PIDEF$. g bleibt dann in jeder Lage stabil. In dem Augenblick aber, in dem man die Lamelle $PIDEF$ durch ein Stückchen Löschpapier zerstört, schnellt das Drahtstück g in jene Lage, für welche die Abschnitte HP und IP einander gleich werden.

3. a) Bewegen sich die Endpunkte einer Strecke AB auf den Schenkeln eines rechten Winkels mit dem Scheitel C, so erreicht das Dreieck ABC dann ein Maximum, wenn AB gegen die Winkelschenkel um 45^0 geneigt ist.

b) Auf den Schenkeln des ganz beliebig gestalteten Drahtdreieckes DCE (Fig. 3) sind die Ösen AB eines geradlinigen Drahtstückes be-

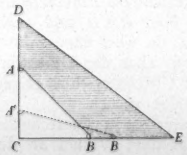


Fig. 3.

weglich. Das Dreieck DCE ist, wie überhaupt alle in den folgenden Versuchen zur Verwendung kommenden quadratischen oder kreisförmigen Drahtrahmen, mit einer entsprechenden Handhabe zu versehen. Spannt man nun über DCE eine Lamelle, so nimmt das bewegliche Drahtstück jede beliebige Lage $A'B'$ ein. Zerstört man aber das Lamellenstück $A'CB'$, so eilt das Drahtstück sogleich in die Lage AB, und es ist dann: $\sphericalangle CAB = \sphericalangle CBA = 45^0$. In der Tat, ABC wird dann zum Maximum, da die Fläche $ABDE$ zum Minimum strebt. Um die Reibung möglichst zu verringern, ist es angezeigt, die Ösen A und B so abzubiegen, daß ihre Flächen nahezu senkrecht auf CD und CE stehen.

4. a) Schreibt man einem Dreieck derartig ein Parallelogramm ein, daß zwei von dessen Seiten mit zwei Dreieckseiten zusammenfallen, so erreicht das Parallelogramm dann ein Maximum, wenn seine Seiten halb so groß als die anliegenden Dreieckseiten werden.

b) Man fertige aus Draht das Rechteck $ABCD$ (Fig. 4) und das damit starr verbundene schiefwinklige Dreieck EFG. Der Drahtwinkel HKI, dessen Scheitel K die Seite CD

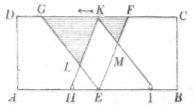


Fig. 4.

fast berühre, sei durch Ösen längs AB beweglich. Spannt man durch geschicktes Eintauchen der Vorrichtung in die Seifenlösung über das Dreieck EFG eine Lamelle, so verharrt der bewegliche Winkel HKI in jeder beliebigen Stellung. Läßt man nun zur Verminderung der Reibung C und D vertikal über A und B zu liegen kommen und zerstört man das Lamellenstück $ELKM$, so schnellt der bewegliche Winkel HKI mit seinem Scheitel in das Zentrum der Strecke FG. Dabei ist für möglichst geringe Reibung bei H und I, sowie auf exaktes Gleiten bei M und L Sorge zu tragen. Sicherer ist der Versuch in der Weise auszuführen, daß man durch vorsichtiges Eintauchen in die Seifenlösung bloß über FKL und GKM eine Lamelle spannt. Es wird dann sofort $KF = KG$. Verschiebt man aber den Drahtwinkel etwa bei H aus seiner Gleichgewichtslage, so schnellt er sofort in dieselbe zurück.

5. a) Unter allen Dreiecken mit gleicher Basis und gleichem Winkel an der Spitze hat das gleichschenkelige den größten Flächeninhalt.

b) Ein aus Draht gefertigter Kreis (Fig. 5) trägt bei C eine nach abwärts gewendete Öse, deren Fläche zur Kreisfläche senkrecht steht.

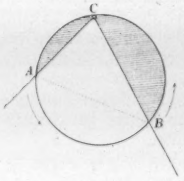


Fig. 5.

Hängt man in die Öse einen Drahtwinkel mit ungleichen Schenkeln an seinem Scheitel auf und spannt über den Kreis eine Lamelle, so nimmt bei vertikaler Lage des letzteren der Winkel etwa die gezeichnete Stellung an. Zerstört man das Lamellenstück ABC, so eilen die Punkte A und B so lange in der Pfeilrichtung, bis die Schenkel AC und BC des Dreieckes ABC einander gleich werden.

6. a) Von allen geschlossenen Polygonen mit gegebenen Seiten hat jenes die größte Fläche, dessen Ecken auf eine Kreislinie fallen. Das Problem wurde schon von Lagrange[1]) analytisch und von Cramer[2]) synthetisch behandelt.

b) Man fertige eine Drahtkette, deren Glieder wie in Fig. 6, I durch aufeinander senkrecht

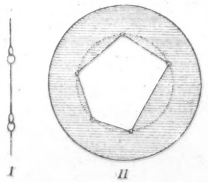


Fig. 6.

stehende Ösen miteinander verbunden sind und schließe die Kette zu einem Polygon zusammen, das vorsichtig auf eine über den Drahtkreis II gespannte Lamelle gelegt wird. Zerstört man das von dem Polygon begrenzte Lamellenstück, so kann man durch ein dahinter gehaltenes Papier, auf das ein System von konzentrischen Kreisen gezeichnet ist, leicht nachweisen, daß die Ecken des Polygons nunmehr auf einem Kreise liegen.

Sehr schön ist der Versuch bei Anwendung

1) Essai d'une nouvelle méthode pour déterminer les maxima et les minima des formules intégr. déf., Miscell. Taurinensia, Bd. 2, 1762.

2) Abhand. d. Berliner Akad., 1752.

spezieller Polygone. Ein Deltoid stellt sich so ein (Fig. 7), daß die von den ungleichen Seiten

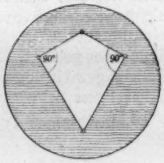


Fig. 7.

eingeschlossenen Winkel als Peripheriewinkel im Halbkreise rechte Winkel bilden. Gleichseitige Polygone werden regelmäßig.

Am besten gelingt der Versuch mit vertikal stehenden Lamellen, in denen die Drahtpolygone an Fäden hängen, wie dies in Fig. 8 und 9

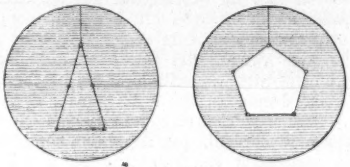


Fig. 8.

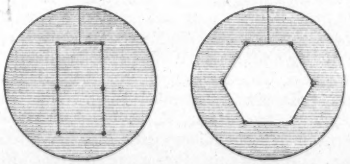


Fig. 9.

angedeutet ist. In beiden Fällen ist links das betreffende Polygon vor, rechts nach der Zerstörung der Mittellamelle gezeichnet.

7. a) Unter allen durch zwei gegebene Punkte A und B gehenden Kurven gleicher Länge schließt die Kreislinie mit der Strecke AB den größten Flächeninhalt ein.

b) Man befestige (Fig. 10) an den Enden AB eines Drahtbogens ein Fadenstück und tauche das System in die Seifenlösung. Beim Herausnehmen spannt sich der Faden in der Form eines exakten Kreisbogens. Dieser Versuch ist ein allgemeiner Fall des bekannten Versuchs mit einem geschlossenen Fadenstück. Auf ihm beruhen die in den Figuren 11 bis 13 dargestellten Versuche, die mittels quadratischer Drahtrahmen ausgeführt werden können, welche teils mit lockern, teils mit straffen Fäden überspannt

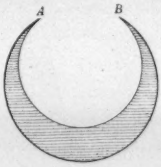


Fig. 10.

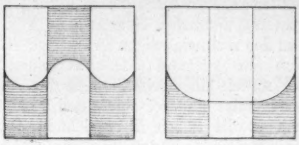


Fig. 11.

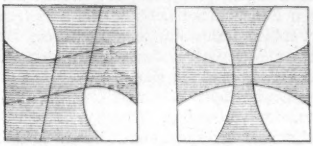


Fig. 12.

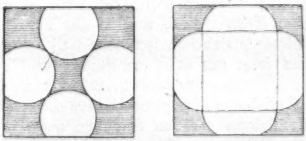


Fig. 13.

sind. Werden die Rahmen mit Lamellen ausgefüllt und gewisse Lamellenstücke sukzessive zerstört, so ergeben sich verschiedene teils aus geraden Strecken, teils aus Kreisbögen zusammengesetzte Formen, von denen hier nur einige gezeichnet sind. Dabei kann in jeder Figur, die rechts gezeichnete aus der links gezeichneten Form erzeugt werden.

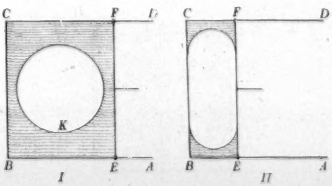


Fig. 14.

Fig. 15.

Hierher gehören auch die in Fig. 14 und 15 angedeuteten Versuche. Spannt man (Fig. 14, I) zwischen den rechtwinkeligen Drahtbügel $ABCD$ und den auf AB und CD beweglichen Querarm EF mittels einer Seifenlamelle den Faden K zu einem Kreise und verschiebt den beweglichen Querarm in die durch II bezeichnete Stellung, so schmiegt sich der Faden zuerst den Seiten BC und EF und sodann den Seiten BE und CF in geradlinigen, gleich langen Stücken an. Die übrigen Fadenstücke nehmen die Kreisform an. Der Versuch kann sinngemäß auf ein Dreieck mit einer beweglichen Seite übertragen werden.

In Fig. 15 sind die Enden zweier verschieden langer Drahtstücke AB und CD durch Fäden miteinander verbunden. Das System wurde auf eine Lamelle gebracht und deren Mittelstück zerstört. Die Fäden haben, wie man sich experimentell leicht überzeugen kann, die Form von Kreisbögen angenommen, die Teile eines und desselben Kreises sind, was in der Figur durch Strichelung ersichtlich gemacht ist.

Dies folgt aus dem erwähnten von Cramer und Lagrange abgeleiteten Satze, indem man jeden Kreisbogen als gebrochenen Zug von unendlich kleinen geraden Strecken auffaßt.

Zum Schlusse möge noch ein Versuch beschrieben werden; aus dem hervorgeht, daß eine Flüssigkeitslamelle vermöge des eingangs angeführten Prinzips der Minimalflächen an einem um eine feste Achse drehbaren Körper merkliche Drehmomente erzeugen kann.

Um ein leichtes Holzstäbchen h (Fig. 16) sei ein Faden, der in den Punkten A und B eines Drahtrahmens in straffer Spannung erhalten wird, derart geknüpft, daß die Achse des Stäbchens die Gerade AB senkrecht schneidet. Füllt man den Rahmen mit einer Lamelle aus und bringt man das Stäbchen in eine zu derselben normale Stellung, so entsteht eine labile Gleichgewichtslage, aus der sich das Stäbchen sogleich herausbewegt, bis seine Achse in die Lamellenebene gelangt. Der Übergang in die stabile Gleichgewichtslage erfolgt in der Form von pendelartigen Schwingungen.

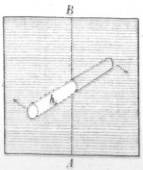


Fig. 16.

(Eingegangen 13. Oktober 1913.)

Über die elektromagnetischen Schwingungen an einem dünnen Ankerring.

Von C. W. Oseen.

Eine Theorie der elektromagnetischen Schwingungen an einem dünnen Ankerring hat zuerst Pocklington[1]) gegeben. Dieser Autor beschränkte sich im wesentlichen auf die Grundschwingung des Ringes. In einem im vorigen Jahre gehaltenen und in dieser Zeitschrift abgedruckten Vortrag hat sich dann Lord Rayleigh[2]) mit den Oberschwingungen beschäftigt. In einer demnächst (im Ark. f. mat., astr. och fys.) erscheinenden Abhandlung nehme ich das Problem wieder auf. Ich zeige, daß ein dünner Ring außer den von Pocklington und Lord Rayleigh untersuchten schwach gedämpften Eigenschwingungen noch ein stark gedämpftes Spektrum besitzt, und daß man nur vermittels dieser Schwingungen die Erregung eines Ringes durch eine einfallende Welle berechnen kann. — Alle diese Untersuchungen beziehen sich auf einen vollkommen leitenden Ring. Aus einer neuerdings von Herrn K. F. Lindman[3]) veröffentlichten Abhandlung geht nun hervor, daß diese Voraussetzung für einen eisernen Ring nicht zutrifft. Dieser Forscher fand nämlich, daß die Schirmwirkung eines eisernen Ringes merklich stärker als diejenige eines kupfernen Ringes ist. Herr Lindman spricht die Ansicht aus, daß dieser Unterschied nicht so viel von dem Leitungswiderstande als von der Magnetisierbarkeit des Eisens herrührt.

In den folgenden Zeilen stelle ich mir die Aufgabe, von der Maxwellschen Theorie aus eine angenäherte Theorie der elektromagnetischen Eigenschwingungen eines dünnen Ringes mit Berücksichtigung der endlichen Leitfähigkeit und der magnetischen Permeabilität zu geben.

Ich setze außerhalb des Ringes:

$$\boldsymbol{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} - \nabla\varphi + \operatorname{rot}\boldsymbol{B},$$

1) Cambr. Proc. **9**, 1897.
2) Diese Zeitschr. **13**, 842, 1912.
3) Ann. d. Phys. **42**, 30, 1913.

$$\boldsymbol{H} = \operatorname{rot} \boldsymbol{A} + \frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} + \nabla \psi,$$

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \operatorname{div} \boldsymbol{A} = 0,$$

$$-\frac{1}{c}\frac{\partial \psi}{\partial t} + \operatorname{div} \boldsymbol{B} = 0,$$

$$\boldsymbol{A} = e^{i p t}\boldsymbol{A}_0 \text{ usw.},$$

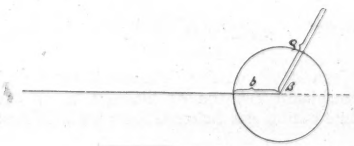
$$\boldsymbol{A}_0 = a_1 \int \frac{e^{-iqr}}{r} \cos m\alpha_0 \, \boldsymbol{ds},$$

$$\boldsymbol{B}_0 = b_1 \int \frac{e^{-iqr}}{r} \cos m\alpha_0 \, \boldsymbol{ds},$$

Hier ist α_0 die laufende Koordinate eines Punktes auf der Achse des Ringes, $\boldsymbol{ds}$ ein Bogenelement derselben, r der Abstand eines beliebigen Aufpunktes von α_0, $q = \frac{p}{c}$ und m eine ganze Zahl. Man hat:

$$r^2 = \varrho^2 + 4a(a + \varrho\cos\gamma)\sin^2\frac{1}{2}(\alpha - \alpha_0),$$

wo a der Radius des Ringes ist und wo die Bedeutung von ϱ und β aus der Figur zu ersehen ist.



Ich berechne die α- und β-Komponenten der Vektoren $\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} + \nabla\varphi$ und $\operatorname{rot} \boldsymbol{A}$ für $\varrho = b$ und finde:

$$\left(\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} + \nabla\varphi\right)_\alpha = -$$

$$a_1 i \cos m\alpha \, e^{ipt} \int \left(\frac{m^2}{aq} - aq\cos\gamma\right)\frac{e^{-iqr}}{r}\cos m\gamma \, d\gamma,$$

$$\gamma = \alpha_0 - \alpha,$$

$$\left(\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} + \nabla\varphi\right)_\beta =$$

$$-\frac{a_1 i m}{q b}\sin m\alpha \, e^{ipt}\int \frac{\partial}{\partial\beta}\frac{e^{-iqr}}{r}\cos m\gamma \, d\gamma +$$

$$+ a_1 i q \cos m\alpha \, e^{ipt}\int \frac{e^{-iqr}}{r}\sin\beta\sin\gamma\cos m\gamma \, a\, d\gamma,$$

$$(\operatorname{rot}\boldsymbol{A})_\alpha = a_1\cos m\alpha \int\left[\frac{\partial}{\partial\varrho}\frac{e^{-iqr}}{r}\sin\beta + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{b}\frac{\partial}{\partial\beta}\frac{e^{-iqr}}{r}\cos\beta\right]_{\varrho=b}\sin\gamma\cos m\gamma \, a\, d\gamma,$$

$$(\operatorname{rot}\boldsymbol{A})_\beta = -a_1\cos m a\int\left[\frac{\partial}{\partial\alpha}\frac{e^{-iqr}}{r}\cos\beta\sin\gamma + \right.$$

$$\left. + \frac{\partial}{\partial\varrho}\frac{e^{-iqr}}{r}a\cos\gamma\right]_{\varrho=b}\cos m\gamma \, d\gamma.$$

Wir haben hier von dem Umstand Gebrauch gemacht, daß nach unseren Annahmen $\frac{b}{a}$ eine kleine Größe ist.

Innerhalb des Ringes gelten die Maxwellschen Gleichungen, die wir nach Lorentz folgendermaßen schreiben:

$$\operatorname{rot}\boldsymbol{H} = \frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} + \frac{\sigma}{c}\boldsymbol{E}, \quad \operatorname{rot}\boldsymbol{E} = -\frac{\mu}{c}\frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t},$$

$$\operatorname{div}\boldsymbol{H} = 0, \quad \varepsilon \operatorname{div}\boldsymbol{E} = \varrho.$$

Wir setzen:

$$\frac{\varepsilon\mu p^2}{c^2} - \frac{i\sigma\mu p}{c} = K^2$$

und haben dann folgende angenäherte Lösung unserer Gleichungen:

$$E_\alpha = A_1 e^{ipt}\cos m\alpha \, J_0(K\varrho), \quad E_\varrho = 0,$$

$$E_\beta = \frac{i\mu q}{K} B_1 e^{ipt}\cos m\alpha \, J_0'(K\varrho),$$

$$H_\alpha = B_1 e^{ipt}\cos m\alpha \, J_0(K\varrho), \quad H_\varrho = 0,$$

$$H_\beta = -\frac{iK}{\mu q} A_1 e^{ipt}\cos m\alpha \, J_0'(K\varrho).$$

Die Randbedingungen unseres Problems ergeben jetzt, wenn wir nur die Hauptglieder berücksichtigen:

$$\left.\begin{aligned} i a_1 \int\left(\frac{m^2}{aq} - aq\cos\gamma\right)\left(\frac{e^{-iqr}}{r}\right)_{\varrho=b}\cos m\gamma \, d\gamma &= \\ = A_1 J_0(Kb), & \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

$$\left.\begin{aligned} -b_1\int\left(\frac{\partial}{\partial\varrho}\frac{e^{-iqr}}{r}\right)_{\varrho=b}\cos\gamma\cos m\gamma \, a\, d\gamma &= \\ = \frac{i\mu q}{K} B_1 J_0'(Kb), & \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

$$\left.\begin{aligned} -ib_1\int\left(\frac{m^2}{aq} - aq\cos\gamma\right)\left(\frac{e^{-iqr}}{r}\right)_{\varrho=b}\cos m\gamma \, d\gamma &= \\ = B_1 J_0(Kb), & \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

$$\left.\begin{aligned} -a_1\int\left(\frac{\partial}{\partial\varrho}\frac{e^{-iqr}}{r}\right)_{\varrho=b}\cos\gamma\cos m\gamma \, a\, d\gamma &= \\ = -\frac{iK}{\mu q} A_1 J_0'(Kb). & \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Wir haben hier mit genügender Annäherung:

$$r^2 = \varrho^2 + 4a^2\sin^2\frac{1}{2}\gamma.$$

Die Gleichungen (1) und (4) ergeben:

$$\int (a^2q^2\cos\gamma - m^2)\left(\frac{e^{-iqr}}{r}\right)_{\varrho=b}\cos m\gamma\, d\gamma = \frac{a^2q^2\mu J_0(Kb)}{KJ_0'(Kb)}\int\left(\frac{\partial}{\partial\varrho}\frac{e^{-iqr}}{r}\right)_{\varrho=b}\cos\gamma\cos m\gamma\, d\gamma . \tag{5}$$

Wir fragen, ob diese Gleichung für q Wurzeln besitzt, für welche $a|q|$ von der Größenordnung 1 und der imaginäre Teil von aq klein ist. — Wir wollen annehmen, daß der imaginäre Teil von K negativ ist. Wir haben dann mit genügender Annäherung:

$$\frac{J_0(Kb)}{J_0'(Kb)} = -i .$$

Wir haben ferner annähernd:

$$\int\left(\frac{e^{-iqr}}{r}\right)_{\varrho=b}\cos\gamma\cos m\gamma\, d\gamma = \frac{2}{a}\int_0^{\frac{\pi}{2}}\frac{d\gamma}{\sqrt{\frac{b^2}{4a^2}+\sin^2\gamma}} = \frac{2}{a}\log\frac{8a}{b},$$

und also:

$$\int\left(\frac{\partial}{\partial\varrho}\frac{e^{-iqr}}{r}\right)_{\varrho=b}\cos\gamma\cos m\gamma\, d\gamma = -\frac{2}{ab},$$

folglich:

$$\int (a^2q^2\cos\gamma - m^2)\left(\frac{e^{-iqr}}{r}\right)_{\varrho=b}\cos m\gamma\, d\gamma = \frac{2aq^2\mu i}{Kb} .$$

Wir setzen:

$$\log\frac{8a}{b} = L$$

und wollen annehmen, daß:

$$\left|\frac{\mu}{\frac{\varepsilon\mu}{a^2}-\frac{i\sigma\mu}{ac}}\right|^{1/2} bL$$

eine kleine Größe ist. Dann folgt aus unserer Gleichung, daß annähernd:

$$a^2q^2 = m^2 .$$

Sie ergibt dann[1]):

$$(a^2q^2-m^2)L - \frac{1}{2}im^2\pi\{J_{2m-1}(2m) - J_{2m+1}(2m) - i[K_{2m-1}(2m) - K_{2m+1}(2m)]\} = \frac{m^2\mu i}{K'b},$$

wo:

$$J_n(x) + iK_n(x) = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} e^{i(x\sin\psi - n\psi)}\, d\psi$$

und:

$$K'^2 = \frac{\varepsilon\mu m^2}{a^2} - \frac{i\sigma\mu m}{ac}, \qquad Im(K') < 0 .$$

Folglich:

$$q = \frac{m}{a}\left|1 + \frac{\pi}{4L}[K_{2m-1}(2m) - K_{2m+1}(2m)] + \frac{i\pi}{4L}[J_{2m-1}(2m) - J_{2m+1}(2m)] + \frac{iu}{2K'bL}\right| .$$

Neben diesen Wurzeln besitzt die Gleichung (5) noch unendlich viele Wurzeln, welche den stark gedämpften Schwingungen entsprechen. Betreffs derselben muß ich auf meine oben zitierte Arbeit verweisen.

Die Gleichungen (2) und (3) ergeben:

$$\frac{\int\left(\frac{\partial}{\partial\varrho}\frac{q^{-iqr}}{r}\right)_{\varrho=b} a\cos\gamma\cos m\gamma\, d\gamma}{\int (a^2q^2\cos\gamma - m^2)\left(\frac{e^{-iqr}}{r}\right)_{\varrho=b}\cos m\gamma\, d\gamma} = -\frac{\mu J_0'(Kb)}{aKJ_0(Kb)} .$$

Wenn $a|q|$ von der Größenordnung 1 und der imaginäre Teil von aq klein ist, so ist der absolute Betrag des linken Gliedes groß. Wenn:

$$a\left|\frac{\mu}{\frac{\varepsilon\mu}{a^2}-\frac{i\sigma\mu}{ac}}\right|^{1/2}$$

klein ist, so ist dagegen der absolute Betrag des rechten Gliedes klein. Diejenigen Eigenschwingungen, bei denen der magnetische Kraftvektor innerhalb des Ringes annähernd der Achse desselben parallel ist, sind dann in bezug auf Frequenz und Dämpfung von ganz anderer Art als die oben untersuchten Schwingungen.

Wir haben beim Kupfer, wenn wir die Gleichstromwerte anwenden dürfen und wenn wir die Verschiebungsströme vernachlässigen: $\sigma = 4\pi c^2\cdot 6{,}4\cdot 10^{-4}$, $\mu = 1$, $\varepsilon = 0$. Dies ergibt in dem Falle $b = 0{,}05$ cm, $a = 50$ cm, $m = 1$:

$$\frac{\mu}{|K'|b} = 9\cdot 10^{-3}, \qquad \frac{\mu}{|K'|a} = 9\cdot 10^{-6} .$$

Beim Eisen hat man $\sigma = 4\pi c^2\cdot 10^{-4}$, μ (nach Klemenčič) $= 10^2$. Wir setzen wieder $\varepsilon = 0$ und bekommen:

$$\frac{\mu}{|K'|b} = 0{,}22, \qquad \frac{\mu}{|K'|a} = 2{,}2\cdot 10^{-4} .$$

1) Rayleigh, l. c.; C. W. Oseen, Über die elektr. Schwingungen an dünnen Ringen, Ark. f. mat., astr. och fys., Bd. 9.

Da nun:

$$\frac{\pi}{4}(K_1(2) - K_3(2)) = 0{,}24\,,$$

$$\frac{\pi}{4}(J_1(2) - J_3(2)) = 0{,}35, \quad L = 9,$$

$$R\left(\frac{\mu}{2K'b}\right) = 0{,}07, \quad Im\left(\frac{\mu}{2K'b}\right) = 0{,}07,$$

so erhellt, daß der Ohmsche Widerstand bei einem kupfernen Ring unter den angegebenen Umständen durchaus zu vernachlässigen ist, daß aber die daraus herfließenden Glieder in den Ausdrücken für die Wellenlängen und die Dekremente bei einem eisernen Ring, obwohl klein, doch neben den aus der Strahlung herfließenden Gliedern zu berücksichtigen sind. Wenn man beim Eisen $\mu = 8580$ hätte[1]), so würde die von dem Ohmschen Widerstande bedingte Dämpfung die aus der Strahlung herrührende überragen.

Wir betrachten jetzt die Schwingungen eines Ringes unter dem Einfluß eines äußeren Feldes. Es sei:

$$E_x^{(0)} = 0, \quad E_y^{(0)} = K\left[e^{ip\left(t-\frac{z}{c}\right)}\right], \quad E_z^{(0)} = 0,$$

$$H_x^{(0)} = K\left[e^{ip\left(t-\frac{z}{c}\right)}\right], \quad H_y^{(0)} = 0, \quad H_z^{(0)} = 0$$

eine gegen den (in der xy-Ebene gelegenen) Ring senkrecht einfallende Welle. Wir bezeichnen mit $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{H}$ das von dem Ring herührende Feld und setzen außerhalb des Ringes:

$$\boldsymbol{E} = R\left\{-\nabla\varphi - \frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} + \operatorname{rot}\boldsymbol{B}\right\},$$

$$\boldsymbol{H} = R\left\{\operatorname{rot}\boldsymbol{A} + \nabla\psi + \frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}\right\},$$

$$\boldsymbol{A} = a_1 e^{ip\,t}\int\frac{e^{-iqr}}{r}\cos\alpha_0\,\boldsymbol{ds}\,,$$

$$\boldsymbol{B} = b_1 e^{ip\,t}\int\frac{e^{-iqr}}{r}\sin\alpha_0\,\boldsymbol{ds}\,,$$

$$q = \frac{p}{c}.$$

Innerhalb des Ringes setzen wir wieder:

$$E_\alpha = R\{A_1 e^{ip\,t}\cos\alpha J_0(K\varrho)\}\text{ usw.},$$
$$H_\alpha = R\{B_1 e^{ip\,t}\sin\alpha J_0(K\varrho)\}\text{ usw.}$$

Zur Vereinfachung der Rechnungen wollen wir annehmen, daß die einfallende Welle ungedämpft ist und daß der Ring darauf abgestimmt ist, d. h. daß:

$$p = \frac{c}{a}\left\{1 + \frac{\pi}{4L}[K_1(2) - K_3(2)] - \frac{\mu}{2bL}Im\left(\frac{1}{K'}\right)\right\}.$$

Es kommt:

$$a_1 = \frac{a}{2N},$$

$$N = \frac{\pi}{2}(J_1(2) - J_3(2)) + \frac{\mu}{b}R\left(\frac{1}{K'}\right),$$

und:

$$A_1 = \frac{i\mu}{KbNJ_0'(K'b)}.$$

Ferner:

$$B_1 = -\frac{1}{J_0(K'b)}.$$

Wir berechnen die von dem Ring pro Sek. absorbierte Energie. Wir haben dafür den Ausdruck:

$$2\pi a\int\sigma(E_\alpha^2 + E_\beta^2)\varrho\,d\varrho\,d\alpha\,.$$

Eine einfache Umformung ergibt:

$$\frac{\pi^2 a\sigma\mu^2}{N^2}\int_0^b\left|\frac{J_0(K'\varrho)}{K'bJ_0'(K'b)}\right|^2\varrho\,d\varrho +$$

$$+\,\pi^2 q\sigma\mu^2\int_0^b\left|\frac{J_0'(K'\varrho)}{K'J_0(K'b)}\right|^2\varrho\,d\varrho\,.$$

Für die Zylinderfunktion können wir den angenäherten Ausdruck:

$$\frac{e^{i\left(x-\frac{\pi}{4}\right)}}{\sqrt{2\pi x}}$$

benutzen. Das zweite Glied ist neben dem ersten klein wie $\frac{b^2}{a^2}$ neben 1. Wir erhalten, wenn wir dieses Glied vernachlässigen:

$$\frac{\pi^2 a\sigma\mu^2}{N^2|K'|^2 b}\int_0^b e^{2\,Im(K')(b-\varrho)}\,d\varrho =$$

$$= \frac{\pi^2 a\sigma\mu^2}{2N^2|K'|^2 b(-Im(K'))},$$

$$K'^2 = \frac{\varepsilon\mu}{a^2} - \frac{i\sigma\mu}{ac}, \quad Im(K') < 0.$$

In dem oben betrachteten Fall, $a = 50$ cm, $b = 0{,}05$ cm, findet man aus dieser Formel, wenn man wieder die Verschiebungsströme vernachlässigt und für σ, μ die oben angegebenen Werte benutzt, daß die Energieabsorption eines eisernen Ringes etwa 15 mal größer als diejenige eines kupfernen Ringes ist.

Das Ergebnis der obigen Rechnungen ist folgendes. Während man im allgemeinen bei der Berechnung der elektromagnetischen Schwingungen an einem dünnen Ring von der endlichen Leitfähigkeit absehen kann, so ist dies

1) Lindman, l. c., S. 43.

bei einem eisernen Ring wegen der hohen Permeabilität des Eisens ($\mu > 100$) nicht der Fall. Der Einfluß der endlichen Leitfähigkeit ist bei konstanter Dicke um so größer, je größer der Radius des Ringes ist.

(Eingegangen 19. Oktober 1913.)

Über eine Verminderung der Dämpfung von Hertzschen Oszillatoren bzw. Antennen in Marconischaltung. (Zugleich Antwort auf die Bemerkungen des Herrn Gustav Mie zu meiner Arbeit über: Die Energieaufnahme elektrischer Sender von kleiner Wellenlänge[1]).

Von Gotthelf Leimbach.

Mit der Deutung der Wirkungsweise der von mir benutzten Sender von kleiner Wellenlänge ist Herr Gustav Mie nicht einverstanden gewesen, insbesondere nicht mit der Behauptung, daß die von mir benutzte Anordnung Ähnlichkeit mit der von Herrn Settnik im Greifswalder Institut untersuchten Anordnung habe[2]). Auf die von Herrn Mie gerügten Mängel meiner Arbeit habe ich in der Einleitung zu derselben mit folgenden Worten hingewiesen: „Die mitgeteilten Resultate sind, wie gleich vorausgeschickt werden soll, durchaus qualitativer Natur, da sie im Laufe von zwei Jahren gelegentlich orientierender Versuche gewonnen sind und auf absolute quantitative Messungen mangels ausreichender Meßmittel von vornherein verzichtet war." Es sei mir gestattet, wenigstens auf einige Punkte der Erwiderung des Herrn Mie einzugehen. Aus meiner Bemerkung, „daß auch im Falle der Resonanz beider Kreise die Wirkung nicht wesentlich stieg", schließt Herr Mie, daß mir die von Herrn Settnik beobachteten Kopplungserscheinungen entgangen sind. Dieser Schluß ist insofern unberechtigt, als alle Versuche meinerseits darauf hinausgingen, eine Steigerung der Energieaufnahme zu erzielen. Mein Befund steht daher nicht im Widerspruch mit dem des Herrn Settnik, wie Herr Mie meint, denn wie aus den Figuren 7—10 der Settnikschen Arbeit[3]) hervorgeht, beträgt die Steigerung des Galvanometerausschlages bei Resonanz im allergünstigsten Falle 60 Prozent, während ich durch andere Anordnungen Steigerungen von mehreren tausend Prozenten erzielte.

Ich glaubte daher auf die Resonanz des Oszillators mit dem Antennenkreis keinen besonderen Wert legen zu müssen.

Herr Mie weist ferner auf den großen Unterschied der beiden Anordnungen hin, der darin besteht, daß die Settnikssche eine starke magnetische Kopplung im Gegensatz zu der meinigen aufweist. Diese habe ich in vielen Fällen, z. B. bei der Form mit dem Kreisringkondensator mit seinen Zuleitungen (Fig. 3 meiner Arbeit) auch gehabt.

Meines Erachtens ist der Unterschied, daß Herr Settnik ein gar nicht oder nur sehr schwach strahlendes System vor sich gehabt hat, während das meinige auf stärkste Ausstrahlung angelegt war, von größerer Bedeutung. Es ist daher selbstverständlich, daß ich auch im entferntesten nicht die minimalen Dämpfungen beobachten konnte, wie sie Herr Settnik beobachtet hat. Die Herabsetzung der Dämpfung durch Verminderung der Ausstrahlung, die ich nach Herrn Mie hätte ausführen sollen, lag meiner Aufgabe, so viel Energie wie nur irgend möglich zur Ausstrahlung zu bringen, ja direkt zuwider, während es Herrn Settniks Aufgabe nach Auffindung der schwach gedämpften Wellen gerade war, die Dämpfungserscheinungen quantitativ zu verfolgen.

Mit Herrn Mies Feststellung, daß bei meiner Anordnung eine sehr lose Kopplung vorgelegen habe, wird sein Hauptargument gegen meine Annahme, daß ich Löschfunken gehabt habe, hinfällig. Es ist bekannt und von den verschiedensten Autoren bestätigt worden, daß bei sehr loser Kopplung auch noch bei Funkenlängen von weit über 1 mm Löschwirkung eintreten kann, während bei sehr fester Kopplung nur ganz kurze Funkenlängen zulässig sind[1]). Die von Herrn Mie angeführten Untersuchungen von N. Stschodro waren mir bei Abfassung der Arbeit wohl bekannt, und ich glaube, daß man die von ihm beobachtete eine Stoßschwingung immer dann erhält, wenn die zwischen zwei Antennen eingelagerte Funkenstrecke nur eine minimale Kapazität im Vergleich mit der des strahlenden Systems besitzt und diese Funkenstrecke keinem zweiten Kreise angehört. Die Berechtigung des Vorwurfs des Herrn Mie, für meine Auffassung von der Wirkungsweise der kleinen Systeme, nicht genügend experimentelles Material beigebracht zu haben, gebe ich gern zu. Die folgenden Ausführungen sind daher durch neue Versuche gestützt worden.

Die bisher vorliegenden Untersuchungen lassen folgende Erklärung der Wirkungsweise sowohl der Settnikschen Anordnung wie der meinigen zu. Man hat ein System vor sich,

1) Diese Zeitschr. **14**, 473, 1913.
2) Diese Zeitschr. **14**, 723, 1913.
3) K. Settnik, Ann. d. Phys. (4) **34**, 565, 1911.

1) Z. B. Roschansky, diese Zeitschr. **13**, 931—936, 1912.

bestehend aus zwei Antennen, einer sie verbindenden Löschfunkenstrecke und einer parallel zu dieser geschalteten Kapazität. Verbindet man, wie in der Figur 1 angedeutet ist, die Funkenstrecke mit einer beliebigen Stromquelle hoher Spannung, so laden sich je eine Antenne und eine Kondensatorhälfte mit einer Elektrode der Funkenstrecke positiv bzw. negativ bis zur Durchbruchsspannung des Funkens auf.

In diesem Augenblick können nacheinander zwei Schwingungen angeregt werden, einmal die des Kreises 1, der aus Kapazität, Zuleitung zur Funkenstrecke und dieser selbst besteht (Settnikscher Oszillator), sodann die Eigenschwingungen der Antennen, die mit der sie verbindenden und ihre Wellenlänge etwas herabsetzenden Kapazität einen Schwingungskreis von rein metallischer Leitungsbahn bilden (Kreis 2a). Fehlt der parallel geschaltete Kondensator, so kann die Eigenwelle der „unverkürzten" Antenne (Kreis 2b) allein angeregt werden. Der Ersatz einer Antenne durch Erdung kann hieran nichts Wesentliches ändern.

Um die Richtigkeit dieser Vorstellung zu beweisen, wurden der Bequemlichkeit halber einige Messungen an einem größeren System, nämlich an der Antenne unseres Laboratoriums ausgeführt. Wellenlängen und Dämpfungsmessungen wurden mit einem Präzisionswellenmesser der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie ausgeführt. Es ließ, wie Tabelle 1 zeigt, sich in der Tat die Schwingung des Kreises 1 aus Kapazität und Zuleitung zur Funkenstrecke bestimmen. Auch die Bestimmung der Dämpfung war möglich, und die gefundenen Werte für die letzteren, die in der Tabelle aufgeführt sind, beweisen, daß wir im Kreise 1 einen Löschfunken und keinen oszillatorischen vor uns haben. Erregt man die Antenne mit der Löschfunkenstrecke allein ohne parallelen Kondensator (Kreis 2b), so erhält man die Eigenwelle der Antenne — relativ ungenau — in Anbetracht der durch den Löschfunken hervorgerufenen hohen Dämpfung. Beim Zuschalten der Kapazität wird die Wellenlänge des aus den Antennen bestehenden Kreises 2b durch diese verkürzt; nach Ablöschen der Schwingung des Kreises 1 schwingt die in den Antennen noch vorhandene Energie über den Kondensator aus (Kreis 2a). Die Dämpfungen im Antennenkreise 2a bleiben so lange klein, bis die der Funkenstrecke parallel geschaltete Kapazität so kleine Werte annimmt, daß sie gewissermaßen einen erheblichen Wechselwiderstand für die strahlende Antenne darstellt.

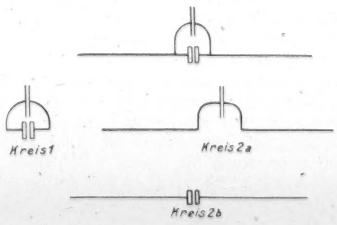


Fig. 1.

Tabelle
(siehe Figur 1).

Parallel geschaltete Kapazität	Kreis 1 Wellenlänge	Kreis 1 Dämpfung	Kreis 2a Wellenlänge	Kreis 2a Dämpfung
3000 cm	123 m	1,690	414 m	0,268
1610 „	92 „	1,195	397 „	0,230
1000 „	66 „	1,444	379 „	0,267
610 „	—	—	353 „	0,270
460 „	weitere Messungen ließ		341 „	0,351
200 „	der Meßbereich des Wellenmessers nicht zu.		311 „	1,470

Parallel geschaltete Kapazität	Kreis 2b (Kondensator abgeschaltet) Wellenlänge	Dämpfung
3000 cm	431 m	2,52
1610 „	420 „	1,94
1000 „	427 „	1,86

weitere Messungen nicht erforderlich, da λ und ϑ sich nicht wesentlich ändern.

Wie aus den Wellenfängenmessungen hervorgeht, ist der Bereich, in dem nach der Mieschen Auffassung der Kapazitätskreis den Antennenkreis noch anstößt, ein wesentlich größerer. Die Erscheinung läßt sich meines Erachtens nur so deuten, daß nach Aufladen des ganzen Systems der Funken durchbricht, die Schwingung anregt und sehr bald ablöscht. Hierauf schwingt die im System noch erhaltene Energie auf rein metallischer Leitungsbahn, gebildet aus Antennen (oder Erde) und Kapazität aus; ihre Dämpfung ist in erster Linie durch die Strahlung bedingt[1]).

Diese Auffassung deckt sich also durchaus mit meiner früheren, ich vermeide nur, von einer Stoßerregung im eigentlichen Wienschen Sinne zu sprechen und zwar aus dem Grunde, weil die Wellenlängen des anregenden Kreises 1 und des schwingenden 2a beliebig verschieden

1) Auf die Parallelschaltung eines Kondensators zu einer Funkenstrecke zur Verminderung der Dämpfung ist übrigens schon vor Jahren Herrn John Stone Stone, Cambridge ein Patent erteilt. Amerikanisches Patent Nr. 768000. Beabsichtigt war die Herabsetzung des Funkenwiderstandes durch Vergrößerung des Querschnitts des Funkens.

sein können. Zur Erklärung der Löschwirkung der Funkenstrecke sind nach Roschansky[1]) die früher herangezogenen Schwebungen zwischen zwei Kreisen nicht erforderlich, sondern lediglich ein hoher Maximalwert der Einsatzspannung, den man immer dann erhält, wenn man durch künstliche Mittel (gute Wärmeableitung, schnelle Entionisation u. a. m.) für gute Löschwirkung der Funkenstrecke Sorge trägt[2]). Bei der zunächst hier veröffentlichten Versuchsreihe zeigt sich meine Vermutung bestätigt, daß beim Parallelschalten sehr kleiner Kapazitäten durch den hohen Wechselwiderstand die Dämpfung vergrößert wird und sich schließlich den Werten nähert, die dem System ohne parallele Kapazität eigen sind.

Ich weise an dieser Stelle besonders darauf hin, daß die magnetische Kopplung zwischen beiden Kreisen, die die kleine Selbstinduktion zwischen Funkenstrecke und Kapazität veranlaßt, für die Erscheinung nicht wesentlich ist. Auch bei einer Abänderung der Anordnung, wie sie Fig. 2 zeigt, bei der nach der Mie-

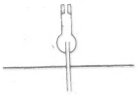


Fig. 2.

schen Auffassung die Kopplung extrem lose wird, tritt die gleiche Wirkung auf, ohne daß sich die Energieverhältnisse wesentlich ändern.

Es ist daher auch ohne weiteres einleuchtend, warum ich mit stabförmigen Oszillatoren zum ersten Male hohe Energien bei kleiner Dämpfung erzielt habe. Legt man nämlich die erforderliche Kapazität statt zur Funkenstrecke parallel in dieselbe hinein, so wird prinzipiell nichts geändert. Ein Teil der Energie gleicht sich durch den Löschfunken aus, der Rest schwingt über die als Kondensator wirkende Funkenstrecke mit kleiner Dämpfung aus. Es zeigt sich auch hier, wie ich schon früher bemerkt habe, das Resultat, daß die Kapazität der Funkenstrecke weder zu klein noch zu groß gewählt werden darf. Im ersteren Falle ist der Wechselwiderstand, wenn ich mich so ausdrücken darf, ein zu beträchtlicher, im zweiten Falle erweist sie sich als unnützer Energieverbraucher, indem ihre Eigenkapazität Energie verbraucht, die leicht größer sein kann als die auf der Antenne unterzubringende und die die Funkenstrecke mit zum Ausgleich bringen muß. Die Mehrbelastung der Funkenstrecke ist daher auf ein Minimum zu reduzieren. Ob sich die Verhältnisse dann wesentlich ändern, wenn der der Funkenstrecke parallel geschaltete Kapazitätskreis mit dem der Antenne in Resonanz kommt, darüber vermag ich heute noch nichts Bestimmtes auszusagen. Es ist aber wohl wahrscheinlich, daß sich dann dieselben Erscheinungen einstellen werden, die Herr Settnik bei seinen kurzen Wellen beobachtet hat.

Die Resultate meiner Untersuchungen möchte ich dahin zusammenfassen, daß es möglich ist, die Dämpfung der Schwingungen einer einfachen oder symmetrischen Antenne in Marconischaltung durch eine Hilfskapazität parallel oder innerhalb der Funkenstrecke unter Verwendung von Löschfunken wesentlich herabzusetzen.

Der Löschfunke dient dazu, den Energieausgleich auf eine rein metallische Leitungsbahn zu verlegen, während bei einer oszillatorischen Entladung die Schwingung den energetisch ungünstigeren Weg, den Funken selbst, wählt.

Während der Niederschrift dieser Zeilen erschien in den Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft eine Arbeit von F. F. Martens und Isolde Ganswindt über Form und Erregung von Sendern für kurze elektrische Wellen[1]).

Die Verfasser benutzten bei ihren Untersuchungen prinzipiell die gleiche Apparatur wie ich sie verwendet habe, d. h. also ein strahlendes System ohne einen zweiten Kreis, lediglich mit einer abgeänderten Funkenstrecke, und glaubten auch auf dem gleichen Wege wie ich die Strahlungsleistung vergrößern zu können.

Da die Größenordnung der maximal aufgenommenen Energie mit der meinigen übereinstimmt, so ist anzunehmen, daß prinzipiell Herr F. F. Martens und Frl. Ganswindt, zumal da sie die gleiche Anordnung wie ich verwendet haben, unter Anwendung der mit fließendem Petroleum gekühlten Funkenstrecke ähnliche Energieverhältnisse gehabt haben, wie ich sie auf anderem Wege erreicht habe. Der Auffassung der Verfasser, daß es sich um ungedämpfte Schwingungen von einer Frequenz von $7 \cdot 10^6$ (Einzelentladungen bei mir) handelt, kann ich mich heute noch nicht anschließen. Ich glaube, daß die von Herrn F. F. Martens und Frl. Ganswindt beobachtete und mitgeteilte Erscheinung des gleichmäßig breiten Bandes noch kein definitiver Beweis für die Richtigkeit ihrer Behauptung ist, denn 7 Millionen von Einzelladungen, die ich noch für sehr gut möglich halte, würden kaum ein wesentlich anderes

1) Roschansky, l. c.
2) Siehe auch E. Merkel, Dissertation, Göttingen 1913.

1) Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 1913, S. 557 ff.

Bild ergeben haben. Die mit Gleichstrom erhaltenen gleichmäßig hellen und breiten Bänder von wechselnder Länge sprechen dafür, daß der Entladungsvorgang zeitweise durch Störungen irgendwelcher Art unterbrochen ist, wie ich sie bei derartig hohen Energien ebenfalls oft beobachtet habe. Ich hoffe, daß seitens der Verfasser oder von anderer Seite durch Dämpfungsmessungen und weitere Untersuchungen die Erscheinungen bald einwandfrei gedeutet werden.

Göttingen, Laboratorium der „Erforschung des Erdinnern, G. m. b. H." den 10. Oktober 1913.

(Eingegangen 11. Oktober 1913.)

Zur Optik der Raumgitter.

Von L. S. Ornstein.

I. Herr v. Laue behauptet (diese Zeitschr. **14**, 1040, 1913), daß an meinem Ergebnis (diese Zeitschr. **14**, 941, 1913), daß eine gewisse Dichte der Belegung notwendige Bedingung für das Spiegeln ist, wohl etwas Wahres sein wird. Nun muß ich betonen, daß die nach meiner Arbeit erschienenen Arbeiten von Bragg[1]) zeigen, daß die Belegung von ausschlaggebender Bedeutung für die Art des Photogramms ist, insofern sie die relative Intensität der Flecken in den Photogrammen bestimmt. Bei Kristallen von gleicher Symmetrieklasse und Spaltbarkeit, welche also eine ähnliche Struktur besitzen, ist die Verteilung der Intensität über die verschiedenen Flecken die gleiche. Um ein einfaches Beispiel von dieser Erscheinung zu geben, welche auch bei den mir zur Verfügung stehenden Platten auftrat, sei erwähnt, daß bei den Kristallen, deren Raumgitter Kuben mit zentrierten Seitenflächen sind, immer diejenigen Flecken dunkler sind, welche mit der Spiegelung an Ebenen mit ungeraden Indizes korrespondieren.

Ich habe nun versucht, von der Tatsache, daß mit molekülreicheren Flächen intensivere Flecken korrespondieren, Rechenschaft zu geben, und ich muß hervorheben, daß — was aus meiner letzten Arbeit nicht klar geworden zu sein scheint — durch bestimmte Annahmen über die Art der Röntgenstrahlung die erwähnte Erscheinung sich erklären läßt. Man kann erstens annehmen, die Röntgenstrahlung bestehe aus einem Puls von der Art, wie sie Lorentz in einer Arbeit[2]) beschrieben hat. Das heißt, der Puls ist derart, daß, wenn $f(\zeta)$ die elektrische Kraft darstellt in einem Punkte ξ,

$$\int_0^{\Delta} f(\zeta)\, d\zeta = 0.$$

Zweitens kann man die Annahme machen, die Röntgenstrahlung bestehe in einem kontinuierlichen Spektrum (mit einigen größere Intensität besitzenden Frequenzen).

II. Ich werde zeigen, daß man, wenn man diese zwei Annahmen macht, zum Ergebnis kommt, daß die Intensität der Flecken proportional zu der Flächendichte der reflektierenden Flächen sei.

Betrachten wir einen Punkt P, der einen Puls von der Breite Δ aussendet, welcher auf eine Reihe regelmäßig mit Molekülen besetzter Flächen (ν_1, ν_2, ...) fällt. Es wird dann von den Elektronen in den Flächen ν_1, ν_2, ... eine Reihe von Pulsen gebildet, deren Breite derjenigen des einfallenden Pulses gleich ist, wenn man sich der erwähnten Lorentzschen Annahme bedient. Wenn, wie dies bei den Versuchen üblich ist, durch Blenden nur ein kegelförmig begrenzter Puls auf den Kristall fallen kann, so werden von den Flächen ν_1, ν_2, ... durch Kegel begrenzte Pulse ausgehen; diese Kegel werden ihre Spitzen in Punkten haben, welche man findet, indem man P an den Ebenen ν_1, ν_2, ... spiegelt. Es sei O ein Punkt in dem Teil der Ebene ν_1, welche von der Strahlung getroffen wird. Dann wird in einer Richtung OQ ein Puls sich bewegen, wenn die Winkel zwischen PO und OQ mit der Normalen einander gleich sind und die drei Geraden in einer Ebene liegen. Wenn d die Distanz der Ebenen ist und φ der Winkel zwischen PO und der Normalen, so ist $2d\cos\varphi$ der Abstand zwischen korrespondierenden Punkten in den von den Ebenen generierten Pulsen. So lange $2d\cos\varphi$ größer als Δ ist, bewegen sich die genannten Pulse völlig unabhängig voneinander. Es ist nun klar, daß die Energie in jedem Puls N^2 proportional ist, wo N die Zahl der Teilchen pro Flächeneinheit darstellt (denn die Amplitude muß proportional zu N sein). Die Energie, welche pro Zeiteinheit auf die photographische Platte fällt, ist also in diesem Falle proportional zum Produkt von N^2 mit der Zahl n der Ebenen; also proportional zu dem Produkt von Flächendichte und Raumdichte. Auf eine Tatsache muß hier noch die Aufmerksamkeit gelenkt werden: die Reihe von sekundären Pulsen, die aus einem Primärpuls gebildet wird, hat eine Länge von der Ordnung $2nd\cos\varphi$. Diese Länge ist groß im Vergleich zur Distanz zwischen zwei von der Antikathode emittierten Primärpulsen.

1) The Structure of the Diamond, Proc. Roy. Soc. (A) **89**, 1913 und The Structure of some Crystals as indicated by their Diffraction of *X*-rays, Proc. Roy. Soc. (A) **89**, 1913.

2) Over den aard der Röntgenstralen, Acad. Amst. 1913, S. 911.

Es summiert sich also überall die Wirkung von einer großen Zahl völlig inkohärenter Beiträge[1]).

Dabei muß aber betont werden, daß, wenn $2d\cos\varphi < \Delta$ aus der Lorentzschen Hypothese folgt, daß die jetzt übereinander gelagerten Pulse einander durch Interferenz schwächen können. Wenn z. B. die Kurve $f(\xi)$ aus zwei symmetrischen und entgegengesetzten Teilen besteht, so wird für $d\cos\varphi = \Delta$ ein Minimum der Intensität eintreten; je nach dem Verlauf von $f(\xi)$ wird man noch andere Interferenzen finden können.

III. Betrachten wir jetzt den zweiten Fall, den Fall also, daß eine Wellenstrahlung auf den Kristall fällt. Es stelle $E_\lambda d\lambda$ die Energie der Strahlung dar, deren Wellenlänge zwischen λ und $d\lambda$ fällt. Es sei φ der Einfallswinkel und d die Distanz der Ebenen. Dann wird die Intensität der reflektierten Strahlung, den Formeln meiner Abhandlung[2]) gemäß, dargestellt durch

$$O^2 \frac{N^2}{r_1^2 r_2^2} \int_0^\infty E_\lambda d\lambda \frac{\sin^2 \frac{2\pi d}{\lambda} n\cos\varphi}{\sin^2 \frac{2\pi d}{\lambda}\cos\varphi} d\lambda .$$

wo O die Größe des wirksamen Teils der Ebenen r_1 usw. darstellt[3]).

Zu diesem Integral liefern nur diejenigen Wellenlängen λ Beiträge, für welche der Sinusfaktor groß ist, also die zu

$$\lambda_s = \frac{2d\cos\varphi}{s}$$

benachbarten Wellenlängen, wo s eine ganze Zahl ist. Man kann deshalb statt des Integrals die Summe

$$O^2 \frac{N^2}{r_1^2 r_2^2} \sum_s \int_{\lambda_s - \frac{d\lambda}{2}}^{\lambda_s + \frac{d\lambda}{2}} E_{\lambda_s} d\lambda \frac{\sin^2 \frac{2\pi d}{\lambda} n\cos\varphi}{\sin^2 \cdot \frac{2\pi d}{\lambda}\cos\varphi}$$

schreiben. In dem Bereich $d\lambda$ ist der Sinusfaktor von der Ordnung n^2. Wir erhalten daher

$$\frac{N^2 n^2}{r_1^2 r_2^2} \Sigma E_{\lambda_s} d\lambda .$$

Nun läßt sich also sehr leicht einsehen, daß der Bereich $d\lambda$, wo der Sinusfaktor den großen Wert n^2 hat, von der Ordnung $\frac{\lambda_s}{n}$ ist. Es ist daher die Intensität schließlich wieder von der Ordnung

$$O^2 \frac{N^2 n}{r_1^2 r_2^2} \Sigma E_{\lambda_s} \lambda_s .$$

Nach den von Debye erhaltenen Resultaten wird hierbei wegen des Einflusses der Wärmebewegung nur λ_1 einen großen Einfluß haben. Es stellt sich also heraus, daß auch jetzt die Intensität proportional dem Produkt von Raumdichte und Flächendichte ist.

Es wirkt der Kristall also wie ein harmonischer Analysator, indem er aus der spektralverteilten Strahlung ein Gebiet von bestimmter Wellenlänge ausscheidet. Die Tatsache, daß verschiedene Kristalle von dem gleichen kristallographischen Typus das gleiche Röntgenogramm liefern, findet bei dieser zweiten Annahme seine Erklärung darin, daß die adäquaten Wellenlängen im Spektrum vertreten sind, nach der ersten Auffassung aber ist diese Tatsache einleuchtend. Wenn man sich der Laueschen Rechnungsweise bedient, so kommt man für jeden Kristall zu anderen wirksamen Wellenlängen für Flächen derselben Parameter h_1, h_2, h_3; und da die Gitterkonstante a von Kristall zu Kristall variiert, so kommt auch bei seiner Rechnung zum Vorschein, daß die Strahlung eines bestimmten Röntgenrohrs eine kontinuierliche Reihe von Wellenlängen emittiert, wenn man mit der Tatsache rechnet, daß die Photogramme für verschiedene Kristalle analog sind.

IV. Ich möchte noch kurz bemerken, daß man die von Laue bei ZnS erhaltenen Resultate, was die Intensität der Flecken anbetrifft, sehr leicht verstehen kann, wenn man annimmt, daß bei ZnS ein kubisches Gitter mit zentrierten Seitenflächen anwesend ist, das heißt also, vier ineinander gestellte kubische Raumgitter. In diesem Falle werden diejenigen Flächen, deren Parameter h_1, h_2, h_3 derart sind, daß $\frac{h_1}{h_2}$, $\frac{h_2}{h_3}$, $\frac{h_3}{h_1}$ (so weit wie möglich vereinfacht) durch aus ungeraden Zahlen geformte Brüche charakterisiert sind, vierfache bzw. zweifache Belegung aufweisen, wie die korrespondierenden Ebenen im einfach kubischen Gitter. Die Distanzen aber der Ebenen sind für die vierfach besetzten die gleichen, für die zweifach besetzten die halben, für die einfach besetzten ein Viertel der Distanz im einfach kubischen Gitter.

Untersuchen wir also die Resultate von

1) Die Bedingung, daß $\int f(\xi) d\xi = 0$, ist notwendig, damit die Breite der vom Kristall reflektierten Pulse derjenigen der Primärpulse gleich sei, wie man durch eine einfache Rechnung zeigen kann.

2) Diese Zeitschr. 14, 941—947, 1913.

3) Die Größe des wirksamen Teils der Ebene ist, wie man nach der elementaren Theorie der Interferenz leicht einsieht, $2\pi\lambda\cos\varphi\left(\frac{1}{r_1}+\frac{1}{r_2}\right)$.

Laue[1]) für ZnS. Man hat bei ihm 3, 5, 1. Dieser Punkt zeigt nach unserer Auffassung eine $\frac{4}{\sqrt{35}}$ (= 0,67) proportionale Intensität. Der Punkt 2, 8, 2, also 1, 4, 1 nach unserer Notation, besitzt eine Intensität proportional $\frac{2}{\sqrt{17}}$ (= 0,48). Tatsächlich ist seine Intensität im Photogramm kleiner, obwohl die Summe der Quadrate der Indizes, also die Flächenbelegung im einfach kubischen Gitter größer ist. Der Punkt 4, 8, 2 (Laue) oder 2, 4, 1 (nach unserer Notation), dessen Intensität proportional zu $\frac{1}{\sqrt{21}}$ (= 0,22) fehlt, obwohl es, wie Laue sagt, nach der Zeichnung dem maßgebenden Kreise noch recht nahe liegen muß, und obwohl seine Indizes so niedrig sind, daß im einfach kubischen Gitter die Intensität größer als diejenige des Punktes 3, 5, 1 sein müßte. Auch der Punkt 1, 7, 2, der nach Laue möglich wäre, dessen Abwesenheit aber nach seiner Theorie keine Erklärung findet, hat bei unserer Auffassung eine zu 0,24 proportionale Intensität, und befindet sich also genau unter den gleichen Bedingungen als 2, 4, 1. Punkt 7, 7, 3 hat einen Proportionalitätsfaktor 0,39 und kommt vor, jedoch Punkt 4, 9, 3, welcher nach Laue unerklärlicherweise fehlt, hat bei uns nur den Index 0,19, seine Anwesenheit ist also nach uns nicht zu erwarten. Die Punkte 1, 7, 1 und 5, 5, 7 (= 0,56) sind vertreten, obwohl auch hier wieder, gerade wie bei 7, 7, 3 im einfach kubischen Gitter die Intensität sehr klein sein würde. Der Punkt 1, 5, 1 (= 0,78) ist sehr stark vertreten, wie dies zu erwarten war.

Ich werde die anderen Punkte nicht alle einzeln diskutieren, man findet für jeden eine gute Übereinstimmung mit den Folgerungen des Satzes, daß die Intensität der Flecken zur Besetzung der Ebenen proportional ist. Und alle Einzelheiten vom Fehlen und Vorhandensein der Punkte treffen nicht nur bei ZnS, sondern bei allen bis jetzt von mir gemessenen Photogrammen dermaßen zu, daß die Beschreibung der Photogramme durch Spiegelung, wobei die Flächendichte in Betracht zu ziehen ist, als Beschreibungsart große Vorzüge aufweist.

1) Sitz.-Ber. d. Bayer. Akad. 1912, S. 363.

Universität Groningen.

(Eingegangen 3. November 1913.)

Lichtstarker Spektrograph für das sichtbare Spektrum.

Von J. M. Eder.

Unter diesem Titel veröffentlicht C. Leiß in dieser Zeitschrift **14**, 973, 1913 die Beschreibung eines in der Fueßschen Werkstätte in Berlin-Steglitz hergestellten „neuartigen" lichtstarken Spektrographen für das sichtbare Gebiet, bei welchem als Kameraobjektiv anstatt eines photographisch korrigierten achromatischen Objektivs „eine gewöhnliche Linse" in Kombination mit einem Rutherfordprisma verwendet wird. Der Kassettenträger ist für Reihenaufnahmen hergestellt, so daß mehrere Spektren von 2 bis 4 mm Höhe in Reihen nebeneinander photographiert werden können.

Diese Anordnung ist ganz zweckentsprechend, ist aber keineswegs „neuartig", sondern wurde von mir bereits im Jahre 1892 angegeben, von E. v. Gothard im selben Jahre konstruiert und ausgeführt und im Jahre 1894 von mir und E. Valenta in den Schriften der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften in Wien am 7. Juni 1894 genau beschrieben, da die Sache damals wirklich neu war. In unserer „Beschreibung eines lichtstarken Glasspektrographen zur Photographie der weniger brechbaren Strahlen" erwähnten wir daselbst, daß wir ein Compoundprisma (ganz derselben Art, wie es Leiß beschreibt) und nicht achromatisierte Crownglaslinsen verwendeten. Wir wiesen nach, daß bei entsprechender Neigung der Kassette gegen die Kameraachse solche Spektrographen große Helligkeit und präzise Schärfe geben, besser als Glasspektrographen mit drei Flintprismen und aplanatischen Doppelobjektiven. Auch verwendeten wir schon damals Kassettenträger für Reihenaufnahmen, und unsere Schieberkassette gibt Reihenphotographien von 2 bis 5 mm Breite. Wir haben im selben Jahre ebenda solche Reihenspektren von tadelloser Schärfe publiziert.

Dieser unser Glasspektrograph wurde ferner beschrieben in Eder und Valenta, „Beiträge zur Photochemie und Spektralanalyse", 1904, in Eders „Photographie bei künstlichem Licht, Spektrumphotographie, Aktinometrie usw." S. 37 (Halle a. S. 1912), mit Figur der Gesamtansicht, ferner in Eder und Valentas „Atlas typischer Spektren" (Wien 1911), woselbst 72 zum Teil höchst lichtschwache, bis dahin nicht photographierte Flammenspektren und über 100 Funken- und Bogenspektren heliographisch mit eingravierter Wellenlängenskala abgebildet sind; wir erzielten bei großer Helligkeit weit bessere Dispersion als sie der Fueß-Leißsche Apparat leistet.

In Anbetracht dieser früheren Publikationen darf die Fueßsche Konstruktion keineswegs als „neuartig" bezeichnet werden, sondern ist dem erwähnten, bereits vor 19 Jahren von uns mit bestem Erfolge in die Spektralanalyse eingeführten, seitdem vielfach beschriebenen und oftmals gezeigten Glasspektrographen nachgebildet.

Wien, k. k. Graphische Lehr- und Versuchsanstalt, am 18. Oktober 1913.

(Eingegangen 19. Oktober 1913.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 85. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU WIEN.

Aus der gemeinsamen Sitzung der Abteilungen für Physik, Chemie und Mineralogie:

E. Wagner (München), Experimenteller Beitrag zur Interferenz der Röntgenstrahlen, nach Versuchen gemeinsam mit R. Glocker.

Nach der Interferenztheorie Laues kommt jedem vom Kristallgitter abgebeugten Röntgenstrahl eine bestimmte, für seine Richtung charakteristische Wellenlänge (und deren einfache Submultipla) zu; wir dürfen danach die abgebeugten Strahlen im wesentlichen als „monochromatisches" Röntgenlicht bezeichnen im Gegensatz zu den primären, die als „weißes" Röntgenlicht zu gelten haben. Die abgebeugten Strahlen haben nach Bragg, Wulff u. a. folgende Richtung, Intensität und Wellenlänge: Die Richtungen sind entstanden zu denken durch Reflexion des primären Röntgenstrahls an allen möglichen Netzebenen des Kristalls, die Intensität ist proportional der Flächendichte an abbeugenden Teilchen und wächst stark mit dem Einfallswinkel, die Wellenlänge ist $\lambda = \frac{2d\cos\varphi}{n}$, wo d den Abstand benachbarter paralleler Netzebenen, φ den Einfallswinkel, n eine kleine ganze Zahl bedeutet. Die Formel für λ zeigt übrigens, daß dieselbe Wellenlänge gleichzeitig auf demselben Interferenzbild an mehreren Orten (φ) auftreten kann, wenn nur d und φ in dem richtigen Verhältnis zueinander stehen.

Ob die eben skizzierten Aussagen der Interferenzhypothese den wirklichen Verhältnissen entsprechen, läßt sich durch folgenden Versuch entscheidend prüfen.

Man isoliert einen bestimmten, vom Kristall I abgebeugten Röntgenstrahl, schickt ihn darauf wiederum durch einen Kristall II und vergleicht das so gewonnene monochromatische Interferenzbild mit einem unter sonst gleichen Verhältnissen gegenüber Kristall II erhaltenen Photogramm, das aber mit weißem Röntgenlicht aufgenommen ist. Der monochromatische Charakter des untersuchten Röntgenstrahls muß sich durch die Einfachheit und Selektivität seines Interferenzbildes zu erkennen geben im Vergleich zum Photogramm mit weißer Bestrahlung. Denn der monochromatische Strahl kann nur nach den wenigen ausgezeichneten Richtungen abgebeugt werden, die gerade seiner eigenen Wellenlänge (und deren Submultipla) entsprechen und die übrigens auch im „weißen" Photogramm in der betreffenden Wellenlänge gerade vertreten sind. Nach allen anderen, im weißen Photogramm eventuell sehr ausgeprägt vorkommenden Richtungen wird er durch Interferenz vernichtet.

Wenn dagegen die abgebeugten Röntgenstrahlen von gleichem Charakter wie die primären, etwa nur zerstreute Primärstrahlen wären — eine Ansicht, die aufgetaucat ist —, dann müßte das mit dem abgebeugten Strahl erhaltene Bild übereinstimmen mit dem bei weißer Bestrahlung erhaltenen.

Das Versuchsergebnis entschied völlig, qualitativ und quantitativ, zugunsten der Interferenztheorie.

Experimentelles.

Indem ich betr. der Einzelheiten auf die zu erwartende Dissertation des Herrn Glocker hinweise, bespreche ich an Hand des Grundrisses Fig. 1 nur die zum Verständnis der folgenden Röntgenogramme nötigen Anordnungen des Versuchs.

Das horizontal verlaufende Röntgenstrahlenbündel $A\,B_1\,F\,II$ trifft hinter der letzten Bleiblende B_1 (Kanal von 2 mm Weite) den ersten Steinsalzkristall K_1. Die eine Würfelfläche desselben lag horizontal, die andere, K_1a, bildete einen Winkel von $8^0\,40'$ mit dem einfallenden Röntgenstrahl und reflektierte diesen (für den weiteren Versuch benutzten Strahl $K_1\,C\,K_2\,D$) durch das Loch C (1,8 mm) in der Bleiblende B_2. Bei K_2 durchsetzte er den zweiten Steinsalzkristall, der sonst wie K_1 orientiert war, nur bildete seine Würfelebene K_2b einen in drei Versuchen variierten Winkel gegen den abgebeugten Strahl K_2D. Hier sei nur der eine Versuch mitgeteilt, bei dem dieser Winkel $bK_2D = 18^1/_2{}^0$ betrug, die zwei anderen Versuche werden in der Dissertation Glocker besprochen werden.

Senkrecht zur Würfelkante K_2b waren die photographischen Platten P aufgestellt. Eine unter Anwendung zur Zeit kräftigster instrumenteller Mittel etwa 13 Stunden dauernde Exposition genügte, deutliche Interferenzflecke an mehreren Stellen der Platte hervorzubringen; trotzdem ist leider eine Reproduktion der schwächeren Flecke (solche bildeten die Mehrzahl) nicht wohl möglich. Zwei durch ihre

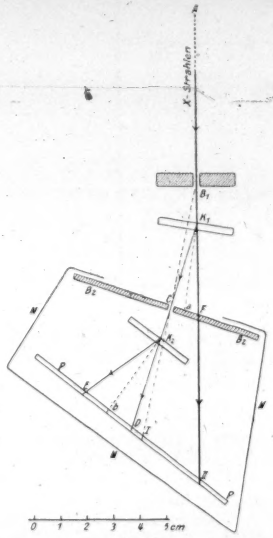


Fig. 1.

Größe auffallende runde Flecke von mittlerer Schwärzung bei I und II rührten her: II vom primären Strahl, der durch 3 mm Blei noch nicht ganz abgeschirmt war; I von der Sekundärstrahlung der Bleilochränder B_1, die durch die Öffnung C dringen konnte. —

Zur Orientierung auf dem Interferenzbild sei zweckmäßigerweise das Röntgenogramm zuerst behandelt, das — mit ca. 20 Minuten Expositionsdauer — unter Anwendung primären weißen Röntgenlichts in Richtung des Strahles K_1CK_2D hinter Kristall K_2 erhalten wurde. Dies Röntgenogramm entsprach völlig dem auf Fig. 2 für die vorliegenden Verhältnisse konstruierten Bilde; die verschieden große Schwärzung der Interferenzflecke ist hier durch die Größe der schwarzen Kreise wiedergegeben. Die Identifizierung der erhaltenen Interferenzflecke wird sehr erleichtert durch die Regel, daß die wichtigsten Netzebenen — solche mit kleinen Indizeszahlen — die intensivsten Flecke liefern.

Die Z-Achse (Fig. 2) entspricht der Spur der vertikalen Würfelfläche K_2b (Fig. 1) auf der Platte, die Y-Achse der horizontalen Würfelfläche, der Koordinatenanfang O dem Punkte b. Die positive X-Achse gehe auf den Beschauer zu, entgegen der Richtung der X-Strahlen, auf ihr liegt der durchstrahlte Kristall K_2. Der Durchstoßpunkt P entspricht D; der an der Würfelfläche (010) K_2b reflektierte Strahl E ist der Fleck mit dem Index 010.

Zur Konstruktion von Fig. 2 dienen folgende Überlegungen. Alle Netzebenen, die sich in der X-Achse (Würfelkante) schneiden, liefern reflektierte Strahlen, die auf dem Kreise I mit dem Radius OP die Platte treffen. Die Interferenzpunkte der wichtigsten unter diesen Netzebenen werden gefunden, indem man zunächst die Spuren dieser Ebenen als Gerade von solcher Richtung durch O zeichnet, daß ihre Achsenabschnitte x und y in sehr einfachen Zahlenverhältnissen zueinander stehen. Dann schneidet das Lot von P auf diese Spuren den Kreis I in den gesuchten Interferenzpunkten. — An allen Interferenzpunkten auf Fig. 2 sind die Indizes (reziproke Achsenabschnitte) der reflektierenden Ebenen beigeschrieben.

Der Ort der übrigen Flecke ist in bekannter Weise konstruiert als Schnitt von je zwei Kreisen, deren Mittelpunkte auf der Y- und Z-Achse da liegen, wo die wichtigsten Netzlinien innerhalb der XY- bzw. XZ-Würfelfläche die Y- bzw. Z-Achse treffen. Die Kreise um diese Mittelpunkte sind stets durch P zu ziehen.

Beispielsweise liegen die Mitten der Kreise 1, 2, 3 bzw. II, III, IV ... in einem Abstand von O, der Netzlinien mit folgenden Achsenabschnittsverhältnissen y/x bzw. z/x entspricht.

Mitte von		Mitte von	
Kreis 1	$y/x = 1/2$,	Kreis II	$z/x = 1/3$,
„ 2 „	$= 3/5$,	„ III „	$= 1/2$,
„ 3 „	$= 2/3$,	„ IV „	$= 2/3$ usw.

Konstruiert ist Fig. 2 übrigens für einen etwas kleineren Winkel bK_2D (Fig. 1), als dem Röntgenogramm mit monochromatischer Bestrahlung entsprach, wo $\frac{bD}{bK_2}$ fast genau $= \frac{1}{3}$ war.

Alle Kreise auf Fig. 2 außer Kreis I stellen sich auf den wirklichen Photogrammen als Ellipsen dar, die eine recht beträchtliche Verzerrung des Interferenzbildes bedingen, die namentlich für Punkte mit großem y und z bei deren Identifizierung sehr in Rücksicht zu ziehen war.

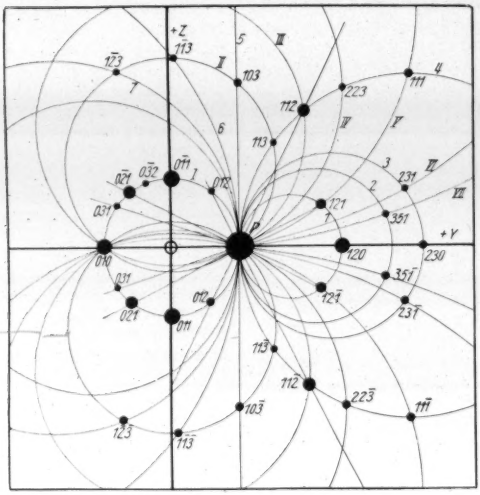


Fig. 2. „Weißes" Röntgenogramm.

(Auf der oberen Hälfte vom Kreis I sind im Druck die Minuszeichen über 031 und 012 vergessen worden.)

Nachdem die reflektierenden Netzebenen, d. h. deren Indizes η_1, η_2, η_3 nach Fig. 2 erkannt sind, die zu den einzelnen Interferenzflecken gehören, ist die nächste Aufgabe, die diesen zukommenden „Grund"wellenlängen λ (für $n = 1$) $= 2d \cdot \cos\varphi$ zu bestimmen.

Der Abstand paralleler Netzebenen im einfachen kubischen Raumgitter ist

$$d = \frac{a}{\sqrt{\eta_1^2 + \eta_2^2 + \eta_3^2}},$$

wo a die Kantenlänge des Elementarwürfels bedeutet.

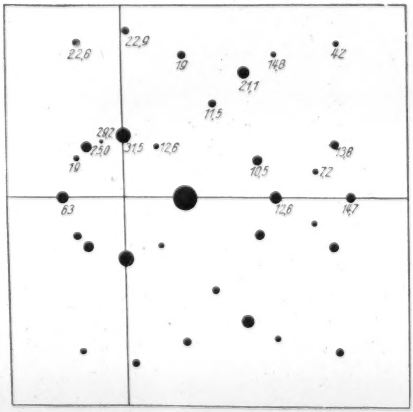


Fig. 3. Wellenlängen zum weißen Röntgenogramm.

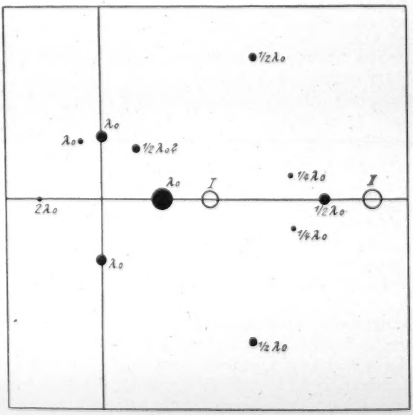


Fig. 4. „Monochromatisches" Röntgenogramm.

Der Einfallswinkel φ zwischen Normale zur Netzebene und Röntgenstrahl berechnet sich einfach, wenn der letztere in der XY-Ebene verläuft, was hier zwar nicht völlig, aber angenähert[1]) zutraf, aus folgenden Beziehungen:

Gleichung der Normalen zur Netzebene:

$$y = \frac{\eta_2}{\eta_1} \cdot x \quad z = \frac{\eta_3}{\eta_1} \cdot x .$$

Gleichung der Richtung des einfallenden Röntgenstrahls:

$$y = -a \cdot x \quad \left(a = \frac{1}{3}\right).$$

Daraus:

$$\cos\varphi = \frac{\eta_1 - \eta_2 \cdot a}{\sqrt{(\eta_1^2 + \eta_2^2 + \eta_3^2)(1 + a^2)}}.$$

Daher

$$\underset{(n=1)}{\lambda} = \frac{2(\eta_1 - \eta_2 \cdot a)\, a}{(\eta_1^2 + \eta_2^2 + \eta_3^2)\sqrt{1 + a^2}}.$$

Zur numerischen Rechnung folgt hieraus für $a = 100$, $a = 1/3$:

$$\underset{(n=1)}{\lambda} = 63{,}2 \cdot \left(\frac{3\,\eta_1 - \eta_2}{\eta_1^2 + \eta_2^2 + \eta_3^2}\right).$$

Auf Fig. 3 sind zu den nach Fig. 2 konstruierten Interferenzflecken die ihnen zukommenden Grundwellenlängen eingetragen, indem die Kantenlänge des Elementarwürfels gleich 100 gesetzt ist.

In gleicher Größe wie Fig. 3 folgt in Fig. 4 das monochromatische Röntgenogramm. Hier sind die wenigen erschienenen Flecke wieder in ihrem Schwärzungsverhältnis durch ihre verschiedene Größe wiedergegeben.

Neben dem größten, dem einfallenden Strahl $K_1 K_2 D$ (Fig. 1) zukommenden Fleck (D) und den beiden oben schon erörterten Flecken I und II, sind ca. 8—10 echte Interferenzflecke wahrzunehmen und nach sorgfältigen Messungen und Prüfungen zu identifizieren gewesen. Wie man durch einen Vergleich mit Fig. 3 und 2 sofort entnimmt, sind auf Fig. 4 durchaus nicht etwa die bei weißer Bestrahlung intensivsten Flecke erschienen, vielmehr fehlen völlig die intensivsten Punkte: $0\bar{2}1$, 021, 112, $11\bar{2}$, 120, 121, $12\bar{1}$, 111, $11\bar{1}$, dagegen erschienen sehr deutlich die schwachen Punkte: $03\bar{2}$, $22\bar{3}$, 223, 230, und sogar die zwei sehr schwachen Flecke 351 und $35\bar{1}$ zeigten sich eben noch sichtbar, aber unverkennbar am richtigen Ort auf dem monochromatischen Bilde.

Andererseits erschienen auf letzterem die kräftigen Flecke $0\bar{1}1$ und 011 auch kräftig wieder.

Alle auf Fig. 4 erschienenen Flecke entsprachen ausnahmslos Positionen, die bereits auf Fig. 2 von Flecken eingenommen sind, d. h. bei monochromatischer Bestrahlung entstanden keine, im Versuch bemerkbaren, neuen Interferenzrichtungen (was wohl selbstverständlich erscheint selbst hinsichtlich der Interferenzen höherer Ordnungen).

Schon das vorstehend erörterte Versuchsergebnis der Nichtübereinstimmung von Fig. 4 mit Fig. 2 genügt zur Widerlegung der Ansicht, daß abgebeugte Röntgenstrahlung wesensgleich mit der primären sei.

Ein Blick auf die Wellenlängen der Flecke auf Fig. 4 enthüllt nun sogleich das Prinzip der Auswahl dieser Punkte unter den vielen auf Fig. 2. Es erweisen sich nämlich sämtliche Grundwellenlängen entweder als von einer und derselben ganz bestimmten Größe, oder sie stehen zu ihr im Verhältnis einfachster ganzer Zahlen: 1 : 2 : 4, wie Tabelle 1 lehrt:

Tabelle 1.

Punkte auf Fig. 4	Grundwellenlänge
230	14,7
351	7,2
$35\bar{1}$	
223	14,8
$22\bar{3}$	
$03\bar{2}$	29,2
$0\bar{1}1$	31,6
011	

Als Gegenstück folgt Tabelle 2, in der die stärksten Flecke auf Fig. 2 mit ihren Grundwellenlängen folgen, die auf Fig. 4 nicht erschienen sind.

Tabelle 2.

Punkte auf Fig. 2	Grundwellenlänge
$0\bar{2}1$	25
021	
120	12,6
112	21,1
$11\bar{2}$	
$12\bar{3}$	22,6
121	10,5
$12\bar{1}$	
010	63

Man erkennt, daß die Wellenlängen auf Tabelle 2 sich beträchtlich von den charakteristischen auf Tabelle 1 entfernen.

In diesem Sachverhalt liegt eine augenscheinliche quantitative Bestätigung der Interferenztheorie: die vom Kristall I abgebeugte Röntgenstrahlung erweist sich bei der Analyse

1) Diese Abweichung machte sich bemerkbar in der Verschiedenheit der Abstände symmetrischer Punkte, z. B. 223 und $22\bar{3}$ von P, welche für diese eine Verschiedenheit der Einfallswinkel und der Wellenlängen von 6 Proz. bedingte, wie aus einer einfachen graphischen Konstruktion des Winkels zwischen einfallendem und reflektiertem Strahl folgte. Eine solche Konstruktion ist ausführbar unabhängig von der Kenntnis der Indizes für die betr. Punkte.

durch Kristall II zusammengesetzt aus nur einer ganz bestimmten Wellenlänge und deren einfachsten Submultiplen.

Die schönen Versuche der Herren Bragg[1]) brachten im Verlauf der vorliegenden Untersuchungen auf einem ähnlichen (gleichwohl nicht zu erwartenden) Wege denselben Nachweis, indem sie gleich in der primären Röntgenstrahlung charakteristische Wellenlängen von relativ großer Intensität und bemerkenswerter spektraler Homogenität entdeckten, während wir uns die monochromatische Strahlung erst im Kristall herstellen resp. isolieren mußten. Hieraus aber ergibt sich für uns die Möglichkeit, die quantitative Prüfung noch einen Schritt weiter zu führen, indem wir die reflektierten Wellenlängen λ von Tabelle 1 mit der Wellenlänge λ_0 der einfallenden Strahlung vergleichen können. Da zur Herstellung von λ_0 das gleiche Kristallgitter (Steinsalz) verwendet wurde, so ist uns λ_0 in denselben Einheiten (a) wie jene gegeben. Nach den angegebenen Orientierungen von K_1 (Fig. 1) wird

$$\lambda_0 = \frac{2a \sin (aK_1F)}{n};$$

für $a = 100$ und $\sphericalangle aK_1F = 8^0\,40'$ folgen folgende Wellenlängen in der einfallenden Strahlung:

$$\lambda_0 = \frac{30}{n}; \quad \begin{matrix} = 30, & 15, & 10, & 7{,}5. \\ n=1 & =2 & =3 & =4 \end{matrix}$$

In der Tat finden sich zahlenmäßig gerade diese Wellenlängen auf Tabelle 1 mit Ausnahme von 10. — Sehr bemerkenswert ist die oben schon erwähnte Tatsache, daß die in der einfallenden Strahlung für $n = 3$ sich ergebende Wellenlänge 10 unter den Interferenzstrahlen der Tabelle 1 nicht erscheint, obwohl für die Ebenen 121 die genügend benachbarte Wellenlänge 10,5 (Tabelle 2) wirklich vorkommt; dies ist um so merkwürdiger, als für die höhere Ordnungszahl $n = 4$ wieder Vertreter da sind. Dieses Ausbleiben einer Wellenlänge mittlerer Ordnungszahl scheint mir kaum aus der Eigenart der spektralen Energieverteilung erklärt werden zu können.

Vielmehr liegt in dem Sachverhalt eine starke Stütze für die interessanten Deutungen, die die Herren Bragg[2]) jüngst ganz analogen Beobachtungen gegeben haben. Es läßt sich nämlich ein etwas anderes kubisches Raumgitter als das hier verwandte einfachste angeben, auf Grund dessen alle hier in Betracht kommenden Ebenenabstände d und die betr. Wellenlängen sich aus ihren obigen Werten herleiten durch Multiplikation mit einem Zahlenfaktor γ mit Ausnahme gerade der Ebene 351 (mit lauter ungeraden Indizes), für deren Wellenlänge der Faktor 2γ anzusetzen ist. Unter Zugrundelegung eines solchen Raumgitters würde aus der obigen vierten Ordnung eine zweite werden, und da die dritte fehlt, würden nur die zwei ersten Ordnungen in der einfallenden Strahlung sich bei deren Reflexion gesondert geltend gemacht haben.

Nach Anmerkung 1 entsprachen genau genommen den symmetrischen Punkten 223 und 223 der Tabelle 1 zwei um 6 Proz. verschiedene Wellenlängen; denselben Spielraum zeigen die Punkte 023 und 011. Das zeigt, daß nicht eine streng monochromatische Strahlung, sondern ein Wellenlängenbereich vorlag. Ohne Zweifel ist dieser durch die Divergenz des einfallenden Strahlenbündels bedingt, die sich aus den Blendenöffnungen zu 40′ oder $\pm$ 4 Proz. des Einfallswinkels $8^0\,40'$ ergibt. Dieser relativ großen Divergenz verdanken wir, daß gleichzeitig mehrere Interferenzrichtungen auftraten.

Daß der Punkt 012 mit einer stark abweichenden Wellenlänge auf Fig. 4 erscheint, dagegen Punkt 012 sowie 120 ausbleibt trotz gleicher Wellenlänge, hängt wohl mit den Anmerkung 1 besprochenen Verhältnissen zusammen und wird noch näher untersucht werden.

Eine Bemerkung verdient noch die auffallende Erscheinung, daß Fleck 010 nur äußerst schwach auf Fig. 4 erschien, im Vergleich zu 011, obwohl die Wellenlänge zweiter Ordnung für die Ebene 010 genau gleich der Wellenlänge erster Ordnung für die Ebenen 011 ist. Dies darf besonderes Interesse beanspruchen, da im Gegensatz hierzu die Wellenlängen zweiter Ordnung in der einfallenden Strahlung sich in sehr bemerkenswerter Intensität auf Fig. 4 geltend gemacht haben.

Es sei hier noch auf die Arbeit der Herren Wulff und Uspenski[1]) hingewiesen, die nach einer im Prinzip gleichen Methode zwei Versuche ebenfalls mit Steinsalz angestellt haben. Wegen zu geringer Exposition erschienen nur zwei symmetrische Interferenzpunkte von der gleichen Wellenlänge wie die einfallende wieder, die auch bei „weißer" Bestrahlung die intensivsten waren. Deshalb konnte der selektive Charakter des monochromatischen Interferenzbildes in den Versuchen jener Autoren nicht genügend zum Ausdruck kommen.

Über weitergehende Versuche mit monochromatischer Röntgenstrahlung, die aus dem Raumgitter eines Kristalls I stammt und am

1) Bragg, Proc. of the Roy. Soc. **88**, 428, 1913.
2) Bragg, Proc. of the Roy. Soc. 1913.

1) Wulff u. Uspenski, diese Zeitschr. **14**, 785, 1913.

Raumgitter eines anderen Kristalls II gebeugt wird, soll später berichtet werden.

München, Physikal. Institut der Universität.

(Eingegangen 12. November 1913.)

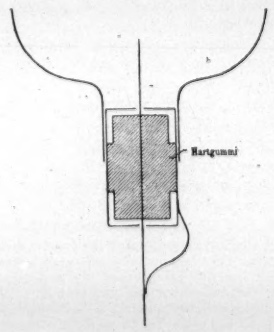
Aus der Abteilung für Physik:

R. Seeliger (Berlin), Über elektrische Doppelschichten auf Metalloberflächen im Vakuum. (Nach Versuchen gemeinsam mit E. Gehrcke.)

Bei vielen elektrischen Messungen im Vakuum treten als ungemein störende Fehlerquelle elektrische Oberflächenladungen auf metallischen Apparatteilen auf; wir haben es deshalb, in erster Linie in Hinblick auf eine exakte e/m-Bestimmung, unternommen, die Eigenschaften derartiger Doppelschichten zu studieren und nach einem zuverlässigen Mittel zu ihrer Vermeidung zu suchen. Die zu untersuchenden Metallflächen bildeten die Platten eines Klappkondensators; die eine Platte (Normalplatte) stand dauernd mit einem Saitenelektrometer in Verbindung, während die andere bei geöffnetem Kondensator durch ein ihr gegenüber stehendes Netz mit Kathodenstrahlen bestrahlt werden konnte. Das Äquivalentpotential der auf ihr gebildeten Doppelschicht wurde in bekannter Weise durch Kompensation bestimmt.

Das Studium der Oberflächenladungen zeigte nun, daß sich solche nur dann auf einer Metallfläche bilden bzw. halten können, wenn diese nicht vollkommen rein ist; daraus ergab sich zu ihrer Vermeidung das einfache und in vielen Fällen leicht anwendbare Mittel, die in Betracht kommenden Metallflächen vor jeder Bestrahlung gründlich durch kathodische Zerstäubung zu säubern. Derartig vorbehandelte Flächen nehmen keine Oberflächenladungen an, deren Äquivalentpotential einige hundertstel Volt übersteigt, sie sind immun. Findet die Bestrahlung im feldfreien Raum statt (Platte und Umgebung auf demselben Potential), so dauert die Immunität längere Zeit, in unseren Versuchen (mit einem Kathodenstrahl von etwa 1 Milliamp.) etwa eine Stunde[1]). Ist die Platte gegen ihre Umgebung aufgeladen (bis zu mehreren hundert Volt), so treten an sich weit stärkere Oberflächenladungen auf (bei Nickel z. B. über 10 Volt, bei Platin etwa 3 Volt), deren Vorzeichen stets dem Vorzeichen des Potentials auf der bestrahlten Platte entgegengesetzt ist. Für Platinoberflächen läßt es sich jedoch auch in diesem Fall durch eine gründliche Reinigung durch Kathodenzerstäubung erreichen, daß sich keine Oberflächenladung von größerem Äquivalentpotential als einige hundertstel Volt ausbildet, und zwar gleichviel, ob man in reinem oder in stark durch Fettdämpfe verunreinigtem Gase arbeitet; und zwar ist nach unseren Erfahrungen das Angegebene das einzige zuverlässige Mittel, um die Bildung von stärkeren Doppelschichten zu vermeiden. Die Immunität dauerte hier jedoch bei unseren obengenannten Versuchsbedingungen nicht länger als etwa eine Minute; bei längerer Bestrahlung bilden sich sofort wieder stärkere Doppelschichten, ebenso wie nach der Zerstäubung die Immunität spontan, auch ohne Bestrahlung, schon nach einigen Minuten wieder verschwindet. Zusammenfassend ergibt sich hieraus die Vorschrift für elektrische Messungen in gasverdünnten Räumen, in denen Metallflächen in der Nähe von Entladungen zur Verwendung kommen: Benutzung von Platin für die fraglichen Metallteile und gründliche Reinigung der Oberflächen durch kathodische Zerstäubung unmittelbar vor jeder Messung, ferner tunlichste Verkürzung der Dauer einer Messung bzw. Unterbrechung derselben durch Kathodenzerstäubungen.

Im Anschluß daran sei hier noch auf eine konstruktive Einzelheit hingewiesen. Ist man gezwungen, die eigentlichen Messungen durch Kathodenzerstäubungen zu unterbrechen, so versagen die gewöhnlich benutzten isolierenden und luftdichten Durchführungen (Einschmelzstellen, Kittstellen usw.) von den zu zerstäubenden Metallteilen zu den Meßapparaten; es bilden sich auf den an der Durchführungsstelle sitzenden Isolatoren während der Zerstäubung kriechende Ladungen, die auf lange Zeit eine Beobachtung unmöglich machen. Wir haben diesen Übelstand mit Erfolg durch Durchführungen der nebenstehenden Art vermeiden können, die im



1) Dieser Teil der Versuche ist bereits veröffentlicht. Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 438, 1913.

Prinzip darin bestehen, den an der Durchführungsstelle unvermeidlichen Isolator allseitig mit einer Metallbüchse zu umgeben und so elektrostatisch zu schützen. Während der Zerstäubung durch starke Induktorentladungen wird die Büchse mit dem durchgeführten Draht leitend durch ein Kupferband verbunden, während der Messung ist sie geerdet. Es hat sich diese Art der Durchführung stets, selbst bei halbstündiger, ununterbrochener Zerstäubung, gut bewährt.

Diskussion.

Riecke: Wir haben Kondensatoren benutzt, die durch zerstäubte Schichten auf eben geschliffenen Glasplatten hergestellt wurden. Würden auf solche ganz dünnen Schichten dieselben Regeln anwendbar sein?

Vortragender: Ja! Doch ist zu befürchten, daß derartig dünne Metallbelege sehr schnell durch die kathodische Zerstäubung wieder entfernt werden, so daß die von uns vorgeschlagene Methode also kaum längere Zeit für denselben Kondensator anwendbar sein dürfte.

(Eingegangen 9. Oktober 1913.)

W. Gaede, Eine neue Kolbenpumpe für hohes Vakuum [1].

Das älteste System von Luftpumpen, die von O. v. Guericke erfundene Stiefelluftpumpe, ist in ihrer Wirkungsweise so anschaulich und hat in großtechnischem Betriebe so viel Verwendung gefunden, daß es mir von Interesse erschien, zu untersuchen, ob durch geeignete Konstruktion die Kolbenpumpe auch den speziellen Anforderungen des Physikunterrichts an Schulen angepaßt werden kann. Eine bedeutende Verbesserung in diesem Sinn war schon durch die Einführung der Öldichtung erreicht worden. Diese sog. Ölluftpumpen werden indes aus verschiedenen Gründen den bei physikalischen Demonstrationen gestellten Anforderungen nicht ganz gerecht, vor allem wegen ihrer großen Empfindlichkeit gegen Wasserdämpfe. Im folgenden ist beschrieben, auf welche Weise es mir gelang, die Kolbenpumpe zu einer allen Anforderungen des physikalischen Unterrichts sich anpassenden Hochvakuumpumpe umzubilden. Bei weitgehender Unempfindlichkeit gegen Wasserdämpfe und solider Bauart gibt die neue Pumpe [2]) eine mit dem Mac Leod gemessene Luftverdünnung von 0,00005 mm (ohne Vorpumpe) und eignet sich sowohl für gröbere Vakuumversuche, Gefrierversuche, wie auch zur Erzeugung von Kathodenstrahlen, Röntgenstrahlen, Lenardstrahlen.

Die Fig. 1, I—IV, zeigt die Pumpe in vier verschiedenen Kolbenstellungen. Die Pumpe besteht aus drei übereinander angeordneten Kolbenpumpen. Bei dem Normalschliff R wird die Luft angesogen, bei q ausgestoßen. Die drei Kolbenpumpen sind von einem gemeinsamen Schutzmantel H umschlossen. Die Kolbenstange D bewegt die drei Kolben $A\ B\ C$ zwischen den feststehenden Wänden $a\ b\ c\ d$. Bei Beginn des Pumpens wird die Luft durch die Rückschlagventile o gefördert. Ist das Vakuum weiter vorgeschritten, so daß die im Hochvakuum ausgestoßenen Gase nicht mehr imstande sind, das Rückschlagsventil zu heben, so entweicht die über C befindliche Luft (Fig. 1, II) zwischen einer Aussparung der Kolbenstange und dem Deckel c. Der Kolben C sitzt lose auf D, so daß beim Rückgang (Fig. 1, III) die Stange zuerst die mittlere Öffnung von c verschließt und dann erst den an c adhärierenden Kolben C abwärts bewegt. In der untersten Kolbenstellung (Fig. 1, IV) tritt die Luft von m durch n in den Raum zwischen C und c. In der obersten Druckstufe wird die Luft bei o in die freie Atmosphäre ausgestoßen. Die vorhandenen Wasserdämpfe werden kondensiert und geben zusammen mit dem vorhandenen Schmieröl eine Öl-Wasseremulsion. Bei den bisher bekannten Ölluftpumpen gab bei jedem folgenden Saughub die Öl-Wasseremulsion die Wasserdämpfe wieder frei, so daß hohe Vakua nicht erreichbar waren. Bei der neuen Kolbenpumpe wird die Öl-Wasseremulsion bei o durch das Rohr P über das Gewebe K gefördert. Durch eine besondere Wirkung des Gewebes trennt sich Wasser und Öl, das Wasser setzt sich an dem Boden des Gefäßes M ab und kann mittels des Röhrchens N abgehebert werden. Das gereinigte Öl läuft bei S über und dringt zwischen a und D in die oberste Kolbenpumpe ein, so daß der Kreislauf von neuem beginnt. Im Gegensatz zu den bisher bekannten Ölluftpumpen ist die Menge des in der Pumpe vorhandenen Öls auf ein Minimum, so weit zur Schmierung notwendig ist, reduziert. Dies hat den Vorteil, daß die Spannkraft der aus dem Öl kommenden Gase und flüchtigen Dämpfe in kurzer Zeit auf einen so niedrigen Betrag sinkt, daß sich die verschiedensten Hochvakuumversuche anstandslos ausführen lassen. Das Evakuieren einer Röntgenröhre, Röhre für Lenardstrahlen usw. gelingt in 1—5 Minuten, etwa ebenso rasch und zuverlässig, wie mit der früher beschriebenen, von mir konstruierten rotierenden Quecksilberluftpumpe. Die neue

1) An Stelle des von Herrn G. Vieth (Köln) gehaltenen Vortrags: „Demonstrationen mit einer neuen Kolbenpumpe von Gaede" bringen wir die nachstehende ausführlichere Originalabhandlung von Gaede. D. Red.

2) Die neue Kolbenpumpe, D.R.P. ang., wird von der Firma E. Leybolds Nachf. in Köln hergestellt.

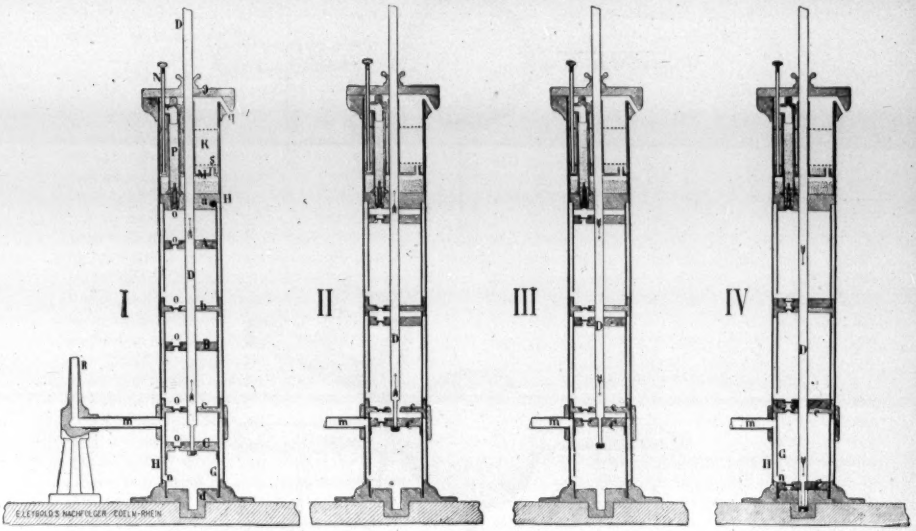


Fig. 1.

Pumpe hat dabei noch den Vorteil, daß keine Vorpumpe notwendig ist und auch keine Trockenmittel, wie Phosphorpentoxyd, zur Entfernung der Wasserdämpfe bei Hochvakuumversuchen angewendet werden müssen. Die Pumpe wird auseinandergenommen, indem man den Deckel O abschraubt. An der Stange D können dann mit einem Griffe alle inneren Teile herausgezogen werden.

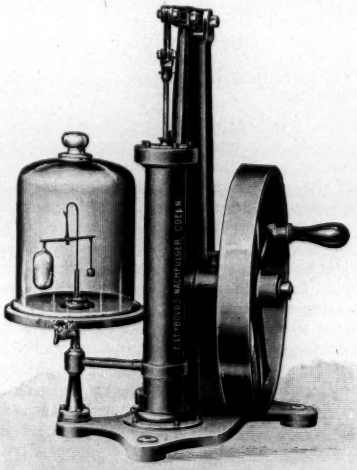


Fig. 2.

Der Anschluß der zu evakuierenden Apparate an die Pumpe wird unter Ausschluß von Schlauchverbindungen, welche erfahrungsgemäß bei Hochvakuumversuchen nur zu Störungen Veranlassung geben, in der Weise bewerkstelligt, daß die Apparate mittels eines Normalschliffes auf den Normalschliff R der Pumpe aufgesetzt werden. Die Fig. 2 zeigt die Pumpe mit einem auf den Schliff aufgesetzten Luftpumpenteller mit Glocke und Dasymeter. Der bekannte Gefrierversuch mit Wasser und Schwefelsäure gelingt mit dieser Pumpe sehr gut. Nach Ausführung dieses Gefrierversuchs ist die Pumpe wegen der weitgehenden Unempfindlichkeit gegen Wasserdämpfe sofort gebrauchsfertig für Hochvakuumversuche. Von den zahlreichen, von der Firma E. Leybolds Nachf. gelieferten, zur Pumpe passenden Entladungsröhren dürfte von besonderem pädagogischen Interesse die von mir angegebene Röhre Fig. 3 sein, welche zur Demonstration der negativen Ladung der Kathodenstrahlen dient. a ist Kathode, b Anode. Die Kathodenstrahlen dringen durch die durchlöcherte Anode b zur Auffang-Elektrode c und laden

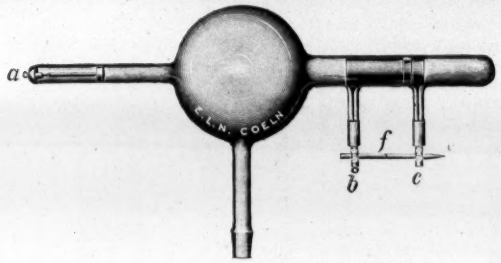


Fig. 3.

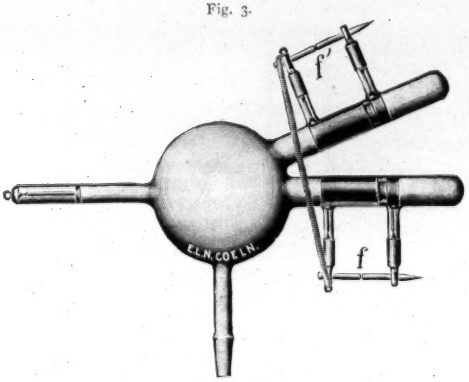


Fig. 4.

dieselbe so hoch auf, daß weithin sichtbare, glänzende Fünkchen bei f überspringen. Das Funkenspiel setzt aus, wenn der Kathodenstrahl mittels eines Magneten von b abgelenkt wird. Bei der Röhre Fig. 4 kann man das Funkenspiel abwechselnd bei f und f', je nach Ablenkung des Kathodenstrahls auftreten lassen. Daß die Ladung negatives Vorzeichen hat, kann man bequem mit einem an einem Seidenfaden befestigten Papierkonduktor nachweisen, der einmal gegen c gebracht, von einer geriebenen Hartgummistange in großem Bogen abgestoßen wird. Außer dieser Röhre liefert die Firma Leybolds Nachf. zum Aufsetzen auf die Pumpe Röntgenröhren, Röhren mit Aluminiumfenster, welche die Kathodenstrahlen (Lenardstrahlen) in die Atmosphäre austreten lassen und welche mit Hilfe eines beigegebenen Leuchtschirms die Demonstration vor einem großen Zuhörerkreis ermöglicht, eine zerlegbare Universalröhre, mit welcher sich alle Eigenschaften der Kathodenstrahlen zeigen lassen, Kanalstrahlenröhren u. a. m.

Freiburg i. Br., Technisch-physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 11. November 1913.)

F. Neesen (Berlin), Versuch der Zentralstelle für wissenschaftlich-technische Untersuchungen in Neu-Babelsberg über die Blitzschutzvorrichtungen für Sprengstoffanlagen.

Aus wiederholten Besprechungen zwischen Professor Will und dem Vortragenden über die Ursache der Blitzschläge in Sprengstoffabriken und die zur Aufdeckung der Gründe für das Versagen des angewandten Käfigschutzes nach Faraday unternommenen Arbeiten (v. d. Hagen, Neesen, Rinkel) entwickelte sich der Gedanke, die großen Hilfsmittel der Zentralstelle für wissenschaftlich-technische Untersuchungen diesem Zwecke nutzbar zu machen. Herrn Professor Will, dem Leiter dieser Zentralstelle, gelang es, die Vereinigung von Sprengstoffabriken, welche die letztere unterhalten, zur Gewährung einer besonderen bedeutenden Beihilfe für diese Untersuchungen zu veranlassen. So konnte seit 2 Jahren eine umfassende Reihe von Versuchen angestellt werden, die ich mit Herrn Dr. Pier, dem Physiker der Zentralstelle, welchen die letztere hierzu zur Verfügung gestellt hatte, ausführte.

Die Ergebnisse wurden von uns zusammen mit Herrn Will bearbeitet.

Der ausführliche Bericht mit den Schlußfolgerungen über zweckmäßige Art der Blitzableiter wird in einem Hefte der Mitteilungen der Zentralstelle erscheinen.

Zur Verfügung stand eine Wehrsen-Maschine größten Modells, sodann eine von Siemens-Schuckert gelieferte Transformatoranlage, welche den von den Potsdamer Elektrizitätswerken gelieferten Wechselstrom von 3000 Volt auf 100000 Volt umformte mit 50 kW. Diese 100000 Volt wurden für die meisten Versuche durch einen angeschalteten Schwingungskreis herauftransformiert auf etwa 2 Millionen Volt (geschätzt aus Funkenlänge). Die Funkenlänge bei 100000 Volt betrug 180 mm; bei der Entladung bildeten sich aus den Funken Flammenbogen. Die Funkenlänge mit dem Resonatorkreis betrug 3000 mm. Hierbei war die Entladung eine ganz andere als die bei den 100000 Volt und der Wehrsen-Maschine. Sie prasselte nach allen Seiten, so daß die Beobachtung auch nur in Entfernung von mehreren Metern hinter einem geerdeten Drahtgitter erfolgen konnte. Die Bilder der Entladung auf ruhender und bewegter Platte sind genau die gleichen, wie die von Herrn Walter für natürliche Blitze erhaltenen.

Was die Stärke der Entladung betrifft, so wurde ein Silberdraht von 2 cm Länge, 0,03 mm Dicke durchschmolzen, bei 0,05 mm Dicke nicht. Durchschlagen wurden 2 Zementplatten von 100 mm Dicke.

Die Verästelungen bei dieser hohen Spannung dürften wohl so zu erklären sein, daß das elektrische Feld sich beim Anwachsen weit verzweigt. Die Luft wird dementsprechend ionisiert. Die leitenden Luftschichten weisen der Entladung den Weg. Auf diesem wird nun bei eintretendem Funken die Ionisation zeitweise vernichtet, so daß für die nächste Entladung ein anderer Weg besser vorbereitet ist.

Für die schädliche Wirkung des Blitzschlages kommen 5 Ursachen in Betracht:

Als primäre zu bezeichnen:

1. direkter Einschlag,
2. Seitenentladung.

Als sekundäre zu bezeichnen:

3. eine Induktionswirkung, deren Spannung der Geschwindigkeit der Entladung des Hauptschlages proportional ist;
4. eine Entladung zwischen benachbarten Leitern auf Grund statischer Spannungen, unabhängig von der Geschwindigkeit der Hauptentladung;
5. eine dem Blitzschlag vorhergehende stille Entladung, wie eine solche als St. Elms-Feuer bekannt ist.

Für gefährdete Gebäude, wie die von Sprengstoffanlagen, sind alle 5 Punkte zu beachten, denn durch jeden derselben kann, wie Versuche an mit Äther getränkter Watte zeigten, eine Zündung bewirkt werden. Punkt 3 und 4 müssen hierbei gemeinsam betrachtet werden, da es nicht gelang, eine reine Induktionswirkung experimentell darzustellen.

Der direkte Einschlag kann vermieden werden durch allseitige Umhüllung des Gebäudes mit hinreichend starkem Metall oder einem genügend engen Netzwerk von Drähten, oder einer hinreichenden Zahl von Fangstangen. So führt der Punkt 1 auf die bekannte Frage des Schutzkreises, für welchen bisher im wesentlichen nur theoretische Erwägungen bestimmend gewesen sind.

Die Versuche zu Punkt 1 wurden in der Weise angestellt, daß neben den zu schützenden Teilen, einer Stange oder einem Metallwürfel, eine oder mehrere Stangen von verschiedener Länge, verschiedener Höhe und verschiedenem Material aufgestellt wurden. Mehrere Beobachter suchten den Ort des Einschlages direkt festzustellen, oder es waren Funkenstrecken in die Erdleitungen des Blitzableiters und des zu schützenden Teiles eingeschaltet, die durch Aufleuchten den Ort des Einschlags angaben. Wenn auch durch diese Funkenstrecken die Verhältnisse geändert wurden, so war doch, vorausgesetzt, daß bei allen Teilen gleich lange Funkenstrecken zur Verwendung kamen, ein Unterschied in dem Ergebnis dieser Beobachtung und der direkten nicht festzustellen. Anders verhält es sich, wenn die eine Funkenstrecke merklich länger ist als die andere. Dieser Punkt ist zu beachten bei der Bewertung des so viel gehörten Satzes, daß es für die Wirksamkeit der Blitzableiter gar nicht darauf ankommt, ob eine tadellose metallische Leitung vorhanden ist.

Der Radius des Schutzkreises nimmt mit zunehmender Höhendifferenz zwischen Fangstange und zu schützendem Gegenstand zunächst rascher zu als dieser Höhenunterschied, von einem gewissen Punkte, wahrscheinlich von der Spannung abhängigen Punkte, aber proportional entsprechend der von L. Weber angegebenen parabolischen Konstruktion.

Der Radius des Schutzkreises ist bei gleichem Höhenunterschied abhängig von der Spannung des Feldes und den Materialien des Ableiters. So schwankte derselbe für geringe Höhenunterschiede zwischen dem 0,8—0,3-fachen des letzteren. Er ist für eiserne Fangstangen kleiner als für kupferne.

Eine nicht vermutete Vergrößerung des Schutzkreises ergibt sich bei Vermehrung der Fangstangen. Es war der Radius des Schutzkreises bei einer Fangstange das 0,3fache des Höhenunterschieds, bei 2 Stangen das 1,7fache und bei 4 Stangen das 12fache.

Zur Prüfung des Punktes 2, also der Seitenentladung, wurde der Blitz auf ein vollkommen geschlossenes Metallgefäß gelenkt, in das isoliert von den Wänden eine verschiebbare metallene Stange hineinreichte. Durch eine Öffnung in der Käfigwand oder an einer Funkenstrecke, die in der Leitung der Stangen lag, konnte der Übergang der Entladung von dem direkt getroffenen Käfig zur Stange beobachtet werden. Ein solcher Übergang trat nun bei gleichen Widerständen in den Erdleitungen bis auf 10 mm Entfernung ein, bei Vergrößerung des Widerstandes in der Erdleitung des zu schützenden Gebäudes noch auf viel größere Entfernung. Bei direkter Verbindung der Stange mit dem Kasten bleibt der Seitenfunke aus. Demnach bilden sich unter Wirkung des verzweigten Feldes bei getrennten Erdleitungen beider Teile schädliche Spannungen aus.

Gleiches zeigte sich, wenn der zu schützende Gegenstand nicht geerdet war, somit Punkte 3 und 4 in Frage kamen. Auch dann gingen vom Kasten zur Stange Funken über, sobald nur ein Teil der Stange aus dem Kasten ragte, in Übereinstimmung mit Versuchen ganz anderer Art von Pohl; auch dieser Funke verschwand bei leitender Verbindung der Stange mit dem Kasten. Die sekundären Wirkungen wurden auch an dem Aufleuchten einer Heliumröhre untersucht, das ebenfalls ausbleibt, wenn die letztere mit keinem leitenden Teil außerhalb des Kastens in Verbindung stand oder mit letzterem verbunden wurde.

Der Käfigschutz kann nun in der Praxis im allgemeinen nicht in vollkommener Weise ausgeführt werden. Als Ersatz nimmt man Drahtnetze von Maschenweite bis zu 10 m. Es ist nun eine sehr wichtige Frage, wie weitmaschig diese Netze sein dürfen, ohne daß sie aufhören, praktisch als völliger Ersatz des Käfigs zu dienen. Als eine solche Grenze ergab sich aus den Versuchen eine Maschenweite von etwa 50 mm. Dann hörte nämlich eine Heliumröhre, welche sich in einem Käfig von solcher Maschenweite befand, auf zu leuchten. Möglich ist es, daß für das elektrische Feld der Atmosphäre die Maschenweite noch kleiner ist. Jedenfalls ist aber mit den großen Maschen, die bisher benutzt wurden, von 5 m und mehr nicht viel erreicht.

Das Eintreten der Vorentladung, Punkt 5, wurde sowohl an dem St. Elms-Feuer beobachtet, welches sich an den anderen der Blitzableiter und der zu schützenden Metallgegenstände zeigten, als auch an kleinen Funken, welche an Unterbrechungen in den Leitungen vor dem eigentlichen Hauptschlag sich zeigten. Es zeigte sich ein merklicher Unterschied bei Verwendung von verschiedener Energiequelle, der bei den vorher besprochenen Versuchen nicht auftrat. Bei geringer Spannung, wie solche in der Wehrsen-Maschine erzeugt wurde, traten Vorentladungen bei Isolierung der nicht vollständig vom Blitzableiter eingehüllten Metallkörper stärker auf, als bei Erdung derselben. Bei den höheren Spannungen des Transformatorkreises und namentlich denen des Resonanzkreises trat das Umgekehrte ein. Die Anordnung eines Schutznetzes allein über dem zu schützenden Gebäude verhinderte die Vorentladung nicht. So waren bei einem Versuche 4 Blitzableiter an den 4 Eckpunkten eines Quadrates aufgestellt, 4 weitere an den Eckpunkten eines kleineren Quadrats innerhalb des ersten und in der Mitte des Quadrats der zu schützenden Körper. Die 4 einzelnen Blitzableiter wurden durch ein Drahtnetz verbunden. Bei getrennter Erdung der 3 Systeme waren Vorentladung von der Stange zum inneren Netz, von diesem zum äußeren und von letzterem in die Atmosphäre zu beobachten. Wenn aber diese Teile alle direkt miteinander verbunden waren, verschwand diese Vorentladung. Für die so viel umstrittene Frage, ob die leitenden Teile eines Gebäudes zu erden sind oder nicht, ist folgendes den Versuchen zu entnehmen. Auf Erdung kommt es überhaupt nicht an, sondern darauf, daß diese Teile das gleiche Potential wie der Blitzableiter haben. Zu unterscheiden ist, ob die dem zu schützenden Gebäude zunächst anliegenden Schutzteile den direkten Schlag aufnehmen sollen, wie Fangstangen, oder nur die sekundären Wirkungen auszuschließen bestimmt sind. In dem ersten Falle müssen die leitenden Teile im Innern des Gebäudes nur einmal mit dem Ableiter verbunden werden, im zweiten an dem oberen und unteren Ende, oder, wenn keine durchgehende Leitung zu erzielen ist, mit dem höher liegenden Teile von einiger Ausdehnung.

(Eingegangen 9. Oktober 1913.)

ZUSAMMENFASSENDER BERICHT.

Bericht über die 20. Hauptversammlung der Deutschen Bunsengesellschaft für angewandte physikalische Chemie zu Breslau vom 3. bis 6. August 1913.

Der anomale Termin der diesjährigen Tagung sowohl wie die entfernte Lage des Versammlungsortes hatte zwar eine kleinere Anzahl von Teilnehmern als gewöhnlich zusammengeführt, doch waren die Verhandlungen so rege wie nur immer, und allen, die anwesend waren, werden die Tage in angenehmster Erinnerung bleiben. Besonderer Dank gebührt auch dem Ortsausschuß mit Professor Schenck an der Spitze, der alle Veranstaltungen auf das Sorgfältigste vorbereitet hatte. Die Begrüßungsansprachen wurden in der Aula der Technischen Hochschule gehalten, die allgemeinen Vorträge in einem nahegelegenen Hörsaale. Die Einzelvorträge am Montag nachmittag fanden im großen Hörsaale des anorganisch-chemischen Instituts der Technischen Hochschule, am Dienstag vor- und nachmittag im chemischen Institut der Universität statt. Die Versammlung wurde am Montag vormittag um 9 Uhr durch den derzeitigen ersten Vorsitzenden, Professor Le Blanc in Leipzig, eröffnet.

Das allgemeine Verhandlungsthema war diesmal: Die Arbeitsleistung der Verbrennungsvorgänge. Es wurde in vier Vorträgen nach verschiedenen Richtungen hin in ausgezeichneter und sehr anregender Weise behandelt.

Den ersten dieser allgemeinen Vorträge hielt Herr Geh. Rat Professor Nernst-Berlin; er sprach „Über den maximalen Nutzeffekt der Verbrennungsmotoren“: Die Abschätzung des Nutzeffekts von Verbrennungsmotoren, wie Dampfmaschinen, Explosionskraftmaschinen aus der Verbrennungswärme der Brennstoffe ist bekanntlich unexakt, eine streng gültige Lösung liefert dagegen die Thermodynamik. Im ersten Teil seines Vortrags bespricht Nernst die drei Wege zu dieser Lösung: 1. Die maximale Arbeit steht in einem einfachen Zusammenhang mit der Konstanten des thermischen Gleichgewichts und den Anfangs- und Endkonzentrationen der reagierenden Stoffe; dies Gleichgewicht muß also direkt oder indirekt — letzteres z. B. im Falle der technischen wichtigen Reaktion $C + O_2 = CO_2$ — experimentell bestimmt werden, was für die wichtigsten Reaktionen in den letzten Jahren besonders auch vom Vortragenden und seinen Schülern in weitem Maße geschehen ist. 2. Die maximale Arbeit ist einfach gleich der elektromotorischen Kraft eines Elements, in dem der betreffende Vorgang elektromotorisch wirksam ist, wie Helmholtz gezeigt hat; ein Beispiel hierfür bietet die Wasserstoff-Sauerstoffkette, in der die Reaktion $2H_2 + O_2 = 2H_2O$ elektromotorisch wirksam ist. 3. Eine exakte Beziehung zwischen maximaler Arbeit und Verbrennungswärme liefert das neue vom Vortragenden aufgestellte Wärmetheorem; seine Anwendung setzt die Kenntnis der spezifischen Wärme der reagierenden Substanzen bis zu sehr tiefen Temperaturen voraus, wie sie der jetzigen experimentellen Technik gut zugänglich sind. Im zweiten Teil behandelte der Vortragende die Frage, welche Anhaltspunkte die Theorie für die Verbesserung der Verbrennungsmotoren gibt: Die nächstliegende Lösung, die Brennstoffe direkt in einem Element elektromotorisch wirken zu lassen, ist bisher trotz vielfacher Versuche praktisch nicht realisierbar gewesen. Der wesentliche Grund, weshalb die Explosionsmotoren, wenn auch ökonomischer als die Dampfmaschinen, so doch auch noch mit einem relativ geringen Nutzeffekt arbeiten, besteht darin, daß bei der Zündung ein irreversibler Vorgang einsetzt. Vortragender skizziert dann einen idealen Gasmotor, der fast ganz reversibel arbeiten würde, und zwar dadurch, daß durch adiabatische Kompression die Temperatur so hoch gesteigert würde, daß eine vollkommene Dissoziation des Gasgemisches (z. B. in H_2 und O_2) erhalten bliebe; bei der adiabatischen Expansion würde dann eine allmähliche Wasserbildung eintreten; die Fläche zwischen den verschieden stark geneigten Adiabaten entspräche der Arbeitsleistung des Motors. Ist auch ein derartiger Motor praktisch nicht realisierbar, so erklärt er doch die bekannte Tatsache, daß der Nutzeffekt mit steigender Stärke der Kompression wächst.

Vom maschinentechnischen Standpunkte behandelte dann Privatdozent Dr. K. Neumann-Dresden das Thema: „Die Arbeit der Gasmotoren“. Auf die ausführlichen, interessanten, durch zahlreiche Lichtbilder erläuterten Darlegungen kann hier nicht näher eingegangen werden; der Vortragende besprach die Entwicklung der Gas- und Ölmaschinen und wies auf die Nutzanwendung hin, die die wissenschaftliche Erforschung des Gasmaschinenprozesses für den modernen Maschinenbau zur Folge hat.

Ein allgemeines Interesse fand auch der dritte, durch kinematographische Vorführungen belebte Vortrag von Geheimrat C. Cranz-Charlottenburg: „Die Arbeitsleistung der Sprengstoffe und der Geschoßtreibmittel“. Redner be-

handelt ein Gewehr bzw. Geschütz unter dem Gesichtspunkt einer Gaskraftmaschine und berechnet den thermischen, den mechanischen und den resultierenden Wirkungsgrad derselben. Es ist zwischen den Sprengstoffen und den Pulvern zu unterscheiden, bei den ersteren erfolgt die Fortpflanzung der Explosion durch eine Stoßwelle, bei den letzteren durch eine Wärmewelle; bei jenen ist die außerordentlich große Zersetzungsgeschwindigkeit fast konstant, bei diesen von verschiedenen Faktoren, wie Form des Pulverkorns, Oberflächenbeschaffenheit und Dichte usw., abhängig; so ist sie beim Schwarzpulver um den 50fachen Betrag variabel. Die Vorteile der neuen rauchlosen Pulver bestehen in einer größeren Verbrennungswärme (1 g reines Nitrozellulosepulver 940, nitroglyzerinhaltiges 1250 cal gegen 750 des Schwarzpulvers) und einem größeren spezifischen Gasvolumen (1 g reines Nitrozellulosepulver 950, nitroglyzerinhaltiges 880 gegen 290 des Schwarzpulvers). Die Maximaltemperaturen der Pulvergase sind bei Schwarzpulver 2000°, bei dem reinen Nitrozellulosepulver 2400° und bei dem mit 50 proz. Nitroglyzerin versetzten etwa 3300°. Diese erhöhten Drucke und Temperaturen setzen allerdings die Lebensdauer der Geschütze herab (eine amerikanische 12,7-cm-Kanone war nach 200, eine 30,5-cm-Kanone nach 83 Schüssen unbrauchbar geworden); hierbei ist zu beachten, daß die großen Marinegeschütze bei jedem Schuß $^1/_{30}$—$^1/_{100}$ Sekunde, die Gewehre aber nur $^{1,5}/_{1000}$—$^2/_{1000}$ Sekunde unter der Wirkung der Gase stehen; der Maximaldruck beträgt bei einem Gewehr etwa 3500 Atmosphären. Die Verbrennungswärme und -temperatur sowie das spezifische Volumen und schließlich der Maximaldruck der Pulvergase läßt sich theoretisch berechnen, sicherer aber experimentell bestimmen. Da die eintretenden Reaktionen von der Abkühlungsgeschwindigkeit abhängen, erhält man je nach den Versuchsbedingungen scheinbar verschiedene Verbrennungswärmen. Das Hauptproblem der Ballistik bildet nun die Aufstellung des Druck- und Geschwindigkeitsdiagramms, seine allgemeine theoretische Lösung stößt noch auf erhebliche Schwierigkeiten, wesentlich sicherer ist zurzeit die experimentelle Lösung, die natürlich nur für die jeweils untersuchte spezielle Waffe Gültigkeit hat. Der indizierten Arbeit bei der Gaskraftmaschine entspricht die Translationsenergie des Geschosses an der Mündung; da die neueren Pulver ohne Rückstand beim Geschoßaustritt verbrannt sind, bildet sie das Analogon zum thermischen Wirkungsgrad der Gasmaschine. Diese Mündungsenergie beträgt 17 bis 35 Proz. der gesamten Pulverenergie. Wie der übrige Teil der Energie sich verteilt, erläutert am besten folgende Energiebilanz für einen Schuß aus einem Infanteriegewehr:

In der Pulverladung .	2762 cal	= 1170 mkg		
1. Translationsenergie an der Mündung . .	905 „	= 384 „	= 32,4	Proz.
2. Rotationsenergie an der Mündung . . .	4 „	= 1,7 „	= 0,14	„
3. Rückstoßenergie für denselben Moment .	3 „	= 1,3 „	= 0,12	„
4. Laufwärme	620 „	= 263 „	= 22,4	„
5. Rest	1230 „	= 520 „	= 45	„

Der Rest geht teils als Wärme der heißen Gase ins Freie, besteht ferner teils in Bewegungsenergie der Luft, in Vibrationsenergie des Rohrs usw. Der Absolutwert der Mündungsenergie beträgt bei einem Gewehr 300 bis 400 mkg, bei dem größten Schiffsgeschütz von 40,64 cm Kaliber etwa $41 \cdot 10^6$ mkg. Diese Mündungsarbeit wird in etwa $^1/_{100}$ Sekunde geleistet; sollte ein elektrischer Strom eine Mündungsarbeit von nur 12700 Metertonnen in der gleichen Zeit leisten, so müßte seine Stromstärke bei 1000 Volt Spannung $12{,}5 \cdot 10^6$ Amp. betragen; diese Zahlen erweisen die Unausführbarkeit einer praktisch brauchbaren elektromagnetischen Kanone. Von der Mündungsarbeit geht ein erheblicher Bruchteil durch den Luftwiderstand verloren, so daß die beim Aufschlagen geleistete Nutzarbeit viel geringer ist. Beim Infanteriegewehr beträgt sie z. B. in 1100 m Entfernung nach 2,4 Sekunden Flugzeit nur etwa 10 Proz. der Mündungsenergie; der resultierende Nutzeffekt der Gesamtenergie beträgt in dieser Entfernung also nur etwa 3,5 Proz.; bei den großen Schiffsgeschützen ist der Nutzeffekt größer, beträgt z. B. für eine 30,5-cm-Kanone in 34 km Entfernung nach 95 Sekunden Flugzeit etwa 23 Proz. Die Ursache der sogenannten Explosionswirkung der Infanteriegeschosse beim Einschlagen in flüssige oder halbflüssige Körper ist, entgegen vielen früheren Theorien, eine reine Stoßwirkung. Trotz des geringen resultierenden Nutzeffekts ist das Geschütz keine minderwertige Gaskraftmaschine, da es bei ihm vor allem auf die Zeit, in der die Arbeit geleistet wird, also auf die Leistungsfähigkeit ankommt: Die Mündungsarbeit von $12{,}8 \cdot 10^6$ mkg eines 100-Tonnen-Geschützes (Geschoßgewicht 917 kg, Mündungsgeschwindigkeit 523 m/sec) wird in $^1/_{100}$ Sekunde verrichtet; in einer Sekunde wird also eine Arbeit von $1{,}3 \cdot 10^9$ mkg geleistet, was einer Leistungsfähigkeit von $17 \cdot 10^6$ PS. entspricht. Da das Rohr nach 100 Schüssen unbrauchbar ist, arbeitet diese Maschine im ganzen nur eine Sekunde (Kosten 300000 Mark). Eine 100 pferdige Dampfmaschine würde dieselbe Arbeit erst in 44 Stunden leisten (Kosten 70 Mark). Bei einer Waffe handelt es sich eben nicht um

eine kontinuierliche, regelmäßige Leistung, sondern um eine möglichst gesteigerte Momentanleistung bei möglichster Handlichkeit, Transportierbarkeit usw. des Gewehrs; ein Analogon dazu würden also etwa Dampfhämmer, Dampfmeißel, Automobilmotoren, Aeroplanmotoren, vor allem Motorfeuerspritzen in gewissem Sinne bieten.

Den Abschluß dieses Zyklus bildete der Vortrag von Professor R. Höber-Kiel: „Die Arbeitsleistung der Verbrennungsvorgänge in den Organismen (Physiologie der Muskelwirkung)": Wenn es auch noch nicht möglich ist, ein deutliches Bild der Muskelwirkung zu zeichnen, so sind doch schon manche Punkte aufgeklärt. Der thermische Wirkungsgrad wurde von Fick und Zuntz ziemlich übereinstimmend zu mehr als 30 Proz. bestimmt. Hiernach kann der Muskel keine Wärmemaschine, sondern muß eine chemodynamische Maschine sein. Die Energiequelle ist nicht eine Sauerstoffverbrennung, die chemischen Begleiterscheinungen lassen vielmehr die Milchsäurebildung aus einem noch unbekannten Ausgangsstoff als den maßgeblichen Vorgang erscheinen. Die Milchsäure wird dann in ihre unbekannte Vorstufe unter Kohlensäurebildung und Wärmebildung, aber wesentlich im Erholungsstadium, weniger bei der Arbeitsleistung, zurückgebildet, und zwar so, daß nicht eine einfache Oxydation vorliegt, sondern es soll die Oxydation gekoppelt sein mit der Reaktion, welche die Milchsäure in ihre Vorstufe zurückverwandelt. Bezüglich der Art und Weise, wie die Milchsäurebildung die Muskelkontraktion bewirkt, schließt sich Vortragender der Quellungstheorie an, wie sie in ihren Grundzügen schon vor 40 Jahren von Engelmann geschaffen wurde, nur mit der modernen Modifikation, daß nicht Erwärmung, sondern die Säurebildung selbst die Quellung bewirkt, denn erfahrungsgemäß wird der Muskel durch angesäuertes Wasser verkürzt. Mit steigender Säurekonzentration wächst die Quellung, erreicht ein Maximum und sinkt dann wieder. Die Quellungskontraktion ist eine Reaktion von hohem Nutzeffekt, für die Kontraktionsphase ist ein Wirkungsgrad von 60 Proz. möglich.

In der Diskussion verteidigte Professor Henri-Paris gegenüber dieser Quellungstheorie die Oberflächenspannungstheorie, nach welcher die Muskelkontraktion eine Folge der Oberflächenspannungsänderung infolge der Milchsäurebildung sein soll. Zur Entscheidung wird das Vorzeichen des Temperaturkoeffizienten herangezogen, doch sollen nach Höber die neueren Versuche den älteren widersprechen. Eine sichere Entscheidung scheint noch nicht möglich, wie überhaupt noch manches der Aufklärung bedarf, was der Vortragende ausdrücklich betont hatte.

Diesen allgemeinen, zusammenfassenden Vorträgen schlossen sich, am Nachmittage beginnend, die Einzelvorträge an. Soweit sie überwiegend chemisches Interesse haben — und dies war bei einer ganzen Anzahl der Fall — soll hier nur der Titel erwähnt werden.

A. Stock-Breslau: Borwasserstoffe; von allgemeinerem Interesse ist die Tatsache, daß die neu dargestellten Verbindungen sich mit der bisher allgemein angenommenen Dreiwertigkeit des Bors nicht erklären lassen, so daß das Bor hier gleich dem Kohlenstoff vierwertig zu sein scheint.

Fr. Auerbach-Berlin: Umsetzung schwerlöslicher Bleisalze. Die Bedeutung dieser im kais. Gesundheitsamt angestellten Untersuchungen über die Umsetzungen von Bleisulfat und Bleichromat mit wässerigen Lösungen kohlensaurer Alkalien liegt darin, daß dies Verhalten der Bleiverbindungen beim Eindringen in den menschlichen Organismus in Frage kommt und bei der großen Verbreitung bleihaltiger Farben und der Giftigkeit des Bleis von Wichtigkeit ist.

Fr. Fichter-Basel: Die elektrolytische Oxydation von Toluol.

M. Trautz-Heidelberg: Über spezifische Wärmen. Der Vortragende sucht die Abnahme der spezifischen Wärme bei sehr tiefen Temperaturen, speziell auch die von Eucken gemessene Abnahme der spezifischen Wärme des Wasserstoffs ohne Hinzuziehung der Quantenhypothese zu deuten durch Annahme zweier Isomeren, deren Gleichgewicht sich mit Änderung der Temperatur verschiebt. Die Messungen am Wasserstoff lassen sich durch die abgeleitete Formel gut wiedergeben; allerdings ist zu bedenken, daß die Umwandlungswärme, welche in der Formel natürlich vorkommt, aus den Versuchsdaten selbst erst bestimmt werden muß.

C. Drucker-Leipzig: Das Dissoziationsschema ternärer Elektrolyte. In Elektrolyten vom Typus AB_2 sind nicht nur die Ionen A und B, sondern auch noch komplexe vom Typus AB_2 und primäre Ionen AB vorhanden. Vortragender bestimmt die Konzentration dieser sämtlichen Ionenarten durch Messungen der Leitfähigkeit, der Überführungszahl, der Konzentrationskettenspannungen unter Zuziehung der bekannten Beweglichkeiten der Ionen A, B und AB_2. Zur Berechnung benutzte Vortragender eigene und fremde Bestimmungen an Lösungen von $ZnCl_2$, $BaCl_2$ und $BaBr_2$; so ergab sich, daß in Lösungen unter 0,1 normal sowohl AB_2- wie AB-Ionen vorhanden sein müssen, ferner, daß erstere schnell, letztere langsam mit steigender Verdünnung verschwinden.

Fr. Flade-Marburg: Demonstration von Gallerten aus malonsaurem Barium.

Wold. Fischer-Breslau: Über temperaturreversible Absorptionsstreifen. Es handelt sich um Absorptionsstreifen von Hydroxyd- und Sulfidhydrosolen, die aus Eisenverbindungen in Gegenwart bestimmter Substanzen gewinnbar sind. Durch Temperaturänderung treten reversible Verschiebungen des Gleichgewichts auf, bei denen färbende Körper zerstört bzw. gebildet werden. Analog verhält sich, wie Vortragender früher fand, das Hämoglobin.

Schall-Leipzig: Zur Elektrolyse im wasserfreien Lösungsmittel.

M. Le Blanc-Leipzig: Das Tyndallphänomen in Flüssigkeiten. Die Versuche von Spring, Lobry de Bruyn u. a. hatten gezeigt, daß Flüssigkeiten im allgemeinen durch Erzeugung eines Niederschlags von Zinkhydroxyd soweit gereinigt werden können, daß das Tyndallphänomen verschwindet, daß dagegen in konzentrierten Zuckerlösungen der Tyndallkegel sichtbar blieb, was von Beugung an den Zuckermolekülen herrühren sollte. Neue, sehr sorgfältige, vom Vortragenden zusammen mit Herrn Kangro angestellte Versuche zeigten aber, daß diese Reinigungsmethode keineswegs eine völlige optische Leerheit der Flüssigkeit garantiert, um so weniger, je konzentrierter die Lösungen sind. Dies ist wahrscheinlich dadurch bedingt, daß seine Teilchen schweben bleiben, und zwar um so mehr, je konzentrierter und somit um so zäher die Lösungen sind. Die bisherigen Versuche beweisen also keineswegs die Beugung des Lichts an gelösten Molekülen. Vortragender ist bemüht, eine bessere Reinigungsmethode auszuarbeiten.

J. Meyer-Breslau: Eine neue Bestimmung des Atomgewichts des Selens. Der neugefundene Wert für das Atomgewicht ist 79,141.

M. Bodenstein-Hannover: Über die Geschwindigkeit der photochemischen Vereinigung von Chlor mit Wasserstoff (Über eine Theorie und Systematik der photochemischen Prozesse). Gemeinsam mit Dr. Dux wurden vom Vortragenden Messungen der bekannten, schon von Bunsen und Roscoe untersuchten photochemischen Reaktion der Vereinigung von Chlorknallgas angestellt, wobei der Fortschritt der Reaktion dadurch bestimmt wurde, daß das noch vorhandene Chlor und die gebildete Salzsäure ausgefroren und dann der Druck des freien Wasserstoffs an einem angeschmolzenen Quarzglasmanometer gemessen wurde. Auffallenderweise ergab sich die Reaktionsgeschwindigkeit bei nicht zu geringer Wasserstoffkonzentration von dieser unabhängig, dagegen direkt proportional dem Quadrat der Chlorkonzentration. Vortragender entwickelt eine Theorie, nach der ein photochemisch aus einem Chlormolekül gelöstes Elektron viele andere (ca. 100000) Chlormolekeln durch Anlagerung zur Umsetzung aktivieren soll. Die Theorie soll die gefundenen Tatsachen quantitativ erklären, dürfte aber in mehreren Punkten noch recht hypothetisch sein; auf Grund derselben unterscheidet Vortragender zwischen primären und sekundären photochemischen Prozessen.

V. Henri-Paris: Über die Beziehung zwischen der Reaktionsfähigkeit der Körper und der Absorption ultravioletter Strahlen. In vielen Fällen besitzen labile Verbindungen, d. h. solche mit großer Reaktionsfähigkeit, Absorptionsbanden im Ultravioletten. Vortragender hat für eine ganze Reihe photochemischer Prozesse die pro eine reagierende Molekel absorbierte Energie gemessen, sie ist in vielen Fällen kleiner als das Energiequantum. Es wurde die Abhängigkeit der Reaktionsgeschwindigkeit von der Wellenlänge gemessen, wobei teilweise, aber nicht immer, ein Parallelismus zwischen Absorption und Geschwindigkeit gefunden wurde. Letzteres Resultat dürfte nicht verwunderlich sein, da der Unterschied zwischen der gewöhnlichen Absorption, die nur Erwärmung zur Folge hat, und der photochemischen seit langem bekannt ist.

E. Wilke-Heidelberg: Über eine neue Wasserstoffelektrode und ihre Verwendbarkeit. Vortragender hat eine neue Wasserstoffelektrode konstruiert, bei der nicht der Wasserstoff, wie sonst üblich, die Elektrode von außen bespült, sondern innerhalb der dünnen, röhrenförmigen Elektrode aus Palladium unter hohem Druck zugeführt wird; dementsprechend ist das Potential dieser Elektrode höher als das der gewöhnlichen Wasserstoffelektrode. Die Elektrode ist gegen die meisten fremden Gase unempfindlich, gegen Sauerstoff „fast" unempfindlich. Sie soll besonders zur Untersuchung dickflüssiger Substanzen, z. B. Blutserum, geeignet sein. In der Diskussion wurde die hinreichende Definiertheit des Elektrodenpotentials für genaue Messungen mehrfach bezweifelt.

F. Krüger-Danzig-Langfuhr: Über das Reflexionsvermögen ultraroter Strahlung an passivem und aktivem Eisen. Verf. hat gemeinsam mit Dr. Reinkober das Reflexionsvermögen ultraroter Strahlung an passiven und aktiven Eisenspiegeln in Luft gemessen für die Wellenlängen $\lambda = 6$ und $\lambda = 2\ \mu$. Er fand für beide Wellenlängen innerhalb weniger Promille für aktives und passives Eisen denselben Wert, für letzteres einen ein wenig größeren; dabei war die Strahlung sechsmal am Eisen reflektiert. Das Leitvermögen der Oberfläche an aktivem

und passivem Eisen scheint danach kaum verschieden zu sein; die Versuche werden fortgesetzt, um die Dicke der auf diesem Wege nachweisbaren Schichten schlechterer Leitfähigkeit zu bestimmen.

L. Bruner-Krakau: Selenwasserstoff und Tellurwasserstoff oder Säuren: Leitfähigkeitsmessungen ergaben, daß die Dissoziationskonstante dieser Säuren um so größer ist, je höher das Atomgewicht, daß also Tellur- und Selenwasserstoff stärkere Säuren sind als Schwefelwasserstoff.

Fr. Bergius-Hannover: Die Anthrazitbildung. Vortragender hat seine Versuche zur künstlichen Herstellung von Steinkohle, über welche er bereits auf der vorjährigen Versammlung der Bunsengesellschaft berichtet hatte, zusammen mit Herrn Billwiller fortgesetzt. Als Ausgangsmaterial diente sehr reine Zellulose. Die exotherme Zersetzung der Zellulose liefert mit dem Fortschreiten der Reaktion wachsende Mengen nicht kohlehaltiger Produkte; diese Zersetzung bleibt unter bestimmten Bedingungen bei einer gewissen Grenze stehen: bei 340° bei einer Kohle mit 84 Proz. Kohlenstoff; bei erhöhtem Druck konnte eine Kohle von 89 Proz. Kohlenstoff erhalten werden, die äußerlich in ihrer Struktur der natürlichen Kohle sehr ähnlich war. Die hierbei freigewordenen und aufgefangenen Gase bestanden hauptsächlich aus Methan und hatten die Zusammensetzung wie die Gase in Gruben mit schlagenden Wettern. Diesen Versuchsergebnissen entsprechen die in der Natur gefundenen Verhältnisse; in Kohlenlagern mit fetter Kohle finden sich an Stellen, an denen durch Verschiebungen starke Drucke geherrscht haben, Anthrazit, die kohlenstoffreichere Magerkohle. In Gruben, wo sie gefunden wird, treten auch die schlagenden Wetter auf.

Die ausführlichen Vorträge erscheinen in der Zeitschrift für Elektrochemie. F. Krüger.

(Eingegangen 18. Oktober 1913.)

BESPRECHUNGEN.

G. A. Schott, Electromagnetic radiation and the mechanical reactions arising from it. Being an Adams prize essay in the University of Cambridge. gr. 8. XXII u. 330 S. mit 51 Abbildungen. Cambridge, at the University Press. 1912.

Die vorliegende Monographie über elektromagnetische Strahlung ist aus einer Arbeit des Verfassers hervorgegangen, der im Jahre 1909 der Adamspreis der Universität Cambridge zuerkannt worden ist; der Preisschrift sind vom Verfasser noch Ergänzungen und Anhänge beigefügt worden.

Nachdem die Grundgleichungen der Elektronentheorie in Kapitel I zusammengestellt sind, werden in den beiden folgenden Kapiteln allgemeine Lösungen in Form Fourierscher Integrale angegeben, die einerseits zu den Sommerfeldschen Ausdrücken führen, andererseits zu verwandten, von Schott selbst früher gefundenen Integralen. Aus ihnen ergeben sich in einfacher Weise die Liénard-Wiechertschen Formeln für die Potentiale von bewegten Punktladungen. In den drei nächsten Kapiteln (IV—VI) behandelt der Verfasser eine Reihe von Fällen bewegter Punktladungen, insbesondere auch von Bewegung mit Überlichtgeschwindigkeit, und ermittelt das erregte elektromagnetische Feld.

Weiterhin beschäftigt sich der Verfasser mit dem Probleme periodischer Elektronenbewegung, mit einer einzigen Grundperiode, und auch mit mehreren; hier erweist sich seine Methode als besonders geeignet, indem sie direkt zu den Fourierschen Reihen führt, welche die Feldkomponenten als Funktionen der Zeit darstellen. Eine Aufgabe, auf die er wiederholt zurückkommt, ist die folgende: n Elektronen, die auf einem Kreise in gleichen Abständen angeordnet sind, rotieren gleichförmig; es soll die Strahlung dieses Ringes ermittelt werden. Dabei wird nicht, wie bei J. J. Thomson, die Geschwindigkeit als klein gegen die Lichtgeschwindigkeit c angenommen, sondern sie kann einen beliebigen Wert $v < c$ haben. Die Lösung ergibt sich in Form einer nach Besselschen Funktionen fortschreitenden Reihe; allerdings wird die numerische Berechnung nicht durchgeführt. Der Verfasser hält es, wohl mit Recht, für wichtig, beliebige Geschwindigkeiten anzunehmen, weil die radioaktiven Strahlungen auf die Existenz von Elektronen im Atome schließen lassen, die nur wenig langsamer als das Licht sich bewegen. Er kommt auch öfters auf das Problem des rotierenden Elektronenringes zurück, behandelt kleine Störungen, die sich der gleichförmigen Rotation überlagern, und stellt die Bewegungsgleichungen des Systems auf.

Der mathematische Mut, mit dem der Verfasser diese Probleme angreift, tritt auch in den beigefügten Anhängen hervor, die der Dynamik des räumlich ausgedehnten Elektrons gewidmet sind. Er verschmäht es, sich des bequemen Umweges der quasistationären Dynamik über den Impuls bei gleichförmiger Bewegung zu bedienen; er berechnet vielmehr die Kraft, die das Elektron auf sich selbst ausübt, indem er direkt die wechselseitigen Kräfte der einzelnen Volumelemente summiert (Appendix C, D); so erhält er auch den allgemeinen Ausdruck für die Reaktionskraft der Strahlung. Die Ansätze umfassen auch den Fall des deformierbaren Elektrons, insbesondere des Lorentzschen, dessen Dynamik sich bekanntlich nicht rein elektromagnetisch begründen läßt. Poincaré hat gezeigt, daß es genügt, außer den elektromagnetischen Kräften einen gleichförmigen Druck anzunehmen, der auf die Oberfläche des Elektrons wirkt; diese Hypothese wird in Appendix E ausführlich diskutiert. Freilich ist ein solcher äußerer Druck ohne Einführung des von den Relativisten orthodoxer Observanz so verabscheuten Äthers nicht verständlich.

Eine endgültige experimentelle Entscheidung zwischen den verschiedenen Formeln für die elektromagnetische Masse ist ja bisher nicht möglich gewesen: die Dynamik des Elektrons ist eben wenig empfindlich gegenüber Formänderungen. Darum wird man der mathematischen Behandlung diejenigen Massenformeln zugrunde legen, die sich für die Rechnung als die bequemsten erweisen. Der Autor hält die Lorentz-Einsteinschen Formeln für die einfachsten, und belegt dies in Appendix E, indem er eine Reihe von Entwickelungen der analytischen Mechanik, die der Hamilton-Jacobischen Theorie angehören, auf die Dynamik des Lorentzschen Elektrons überträgt. Auch führt er die Integrationen, die zur Bestimmung der Bahnkurve dienen, im letzten Appendix G für eine Reihe experimentell wichtiger Fälle durch. Diese Resultate sind bemerkenswert, und gestatten jedenfalls eine qualitative Übersicht über den Bewegungsvorgang. Die wirkliche Bewegung des Elektrons wird, eben wegen der Unempfindlichkeit der Massenformeln gegenüber Gestaltsänderungen, von derjenigen des Lorentzschen Elektrons nicht sehr verschieden sein. Wenn endgültige experimentelle Ergebnisse über die Elektronenmassen vorliegen, wird es nicht schwer sein, die Rechnungen auf Grund dieser zu korrigieren.

Das Studium der Monographie kann Kennern lebhaft empfohlen werden. Zur Einführung in das Gebiet ist sie nicht bestimmt. M. Abraham.

A. Leick, Physikalische Tabellen. (Sammlung Göschen. Nr. 650.) kl. 8. 90 S. Berlin-Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshdlg. 1913. Gebunden M. —.90

Meines Erachtens ist die Herausgabe der physikalischen Tabellen in der Sammlung Göschen recht zu begrüßen, da dieses Bändchen eine schnelle Orientierung der wesentlichsten Konstanten gestattet und dabei infolge des geringen Umfanges und kleinen Formates eher ein wirkliches Taschenbuch darstellen kann, als die sonst bekannten Tabellenwerke. Der Inhalt gliedert sich in die acht Kapitel: Mathematische Tabellen (hierbei auch Logarithmen), Tabellen zur Astronomie und Geophysik (hierbei auch eine Tabelle der Sichtweiten mit Berücksichtigung der mittleren Strahlenbrechung), Maßsysteme, Tabellen zur Mechanik (bemerkenswert u. a. die der Metallegierungen und die sehr ausgedehnte und ganz interessante der Geschwindigkeiten), Tabellen zur Akustik, zur Kalorik, zur Optik (hervorzuheben u. a. die der Beleuchtungsarten), Tabellen zur Elektrik und Magnetik (recht ausführlich sind behandelt die galvanischen Elemente).

Als Anhang ist gegeben eine Tafel berühmter Physiker und ein Sachverzeichnis.

S. Valentiner.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Deutschen Universität Prag der a. o. Professor an der Deutschen Technischen Hochschule daselbst Dr. Wilhelm Blaschke für Mathematik.

Ernannt: Der a. o. Professor an der Universität Krakau Dr. Konstanty Zakrzewski zum ord. Professor der Physik an der Universität Lemberg, Professor Kr. Ersler zum Vorsteher des Carlsberg Laboratorium in Kopenhagen (an Stelle des zurückgetretenen Professor emer. der Chemie Dr. S. M. Jörgensen), der a. o. Professor der Chemie an der Universität Wien Dr. Josef Herzig zum ord. Professor der pharmazeutischen Chemie an derselben Hochschule.

Neuer Lehrauftrag: Dem a. o. Professor für Physik an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Hermann Sieveking für Luftschiffahrt und Flugwesen.

Nobelpreise 1913: Für Physik: dem ord. Professor der Physik an der Rijks Universität in Leiden Dr. Heike Kamerlingh Onnes, für Chemie: dem ord. Professor der Chemie an der Universität Zürich Dr. Alfred Werner.

Verliehen: Dem ord. Professor der analytischen Chemie an der Technischen Hochschule Wien Dr. Georg Vortmann und dem ord. Professor der chemischen Technologie an der Technischen Hochschule Lemberg Dr. Bronislaw Pawlewski der Titel k. u. k. Hofrat, dem ord. Professor der Mathematik an der Universität Münster Dr. Reinhold von Lilienthal der Titel Geh. Regierungsrat, dem Privatdozenten für analytische Chemie an der Universität Bonn Dr. Emil Mannheim und dem Privatdozenten für Physik an der Universität Straßburg Dr. Leonid Mandelstam der Titel Professor, dem ord. Professor der Mathematik an der Universität Heidelberg Dr. Leo Koenigsberger der Titel wirklicher Geheimrat mit dem Titel Exzellenz (anläßlich des für den 1. April 1914 vorgesehenen Übertritts in den Ruhestand).

Gestorben: Der frühere Chefingenieur der englischen Postbehörde Sir William Henry Preece in Carnarvon (bekannt durch seine Arbeiten auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie), der ord. Professor der Chemie am University College in Dundee-St. Andrews Dr. Hugh Marshall, der ord. Professor der theoretischen und praktischen Astronomie an der Deutschen Universität Prag und Direktor der Sternwarte daselbst Dr. Ladislaus Weinek, der photographische Schriftsteller Karl Wilhelm Wolf-Czapek in Berlin.

Die in Nr. 19 (S. 960) gebrachte Personalnotiz, daß dem Professor der Physik an der Universität La Plata Dr. Richard Gans die ordentliche Professur für physikalische Chemie an derselben Universität übertragen worden sei, beruhte auf einem Irrtum; die betr. Professur ist bisher noch nicht besetzt worden.

Angebote.

Physiker

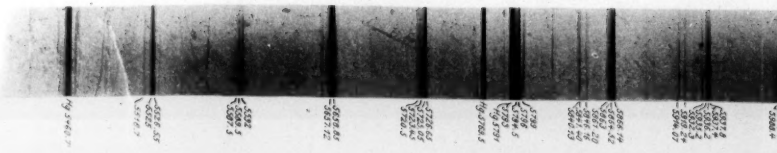
gesucht mit besonderer Kenntnis auf dem Gebiete der Spektroskopie, als Hilfskraft in einem Fabriklaboratorium. Angebote mit Angaben über Bildungsgang, Alter und Gehaltsansprüchen unter **S. H. 408** an die Expedition dieses Blattes.

Gesucht

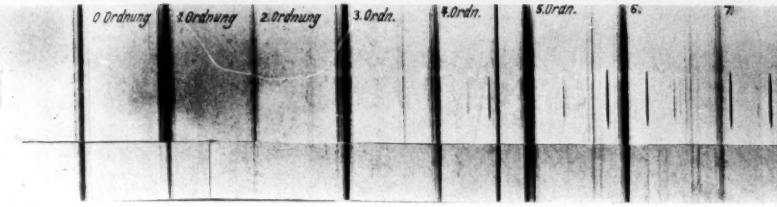
promovierter Physiker oder Dr.-Ingenieur

für wissenschaftlich-technisches Laboratorium. Anstellung gegen Privatdienstvertrag. Monatsvergütung 250 M. Bewerbungen unter Beifügung von Lebenslauf und Zeugnissen nur in Abschrift sind einzusenden unter **S. H. 409** an die Expedition dieses Blattes.

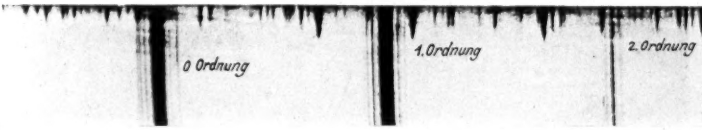
Für die Redaktion verantwortlich Dr. Hans Busch in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



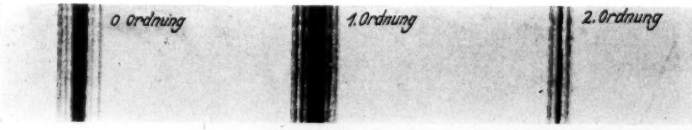
Fi



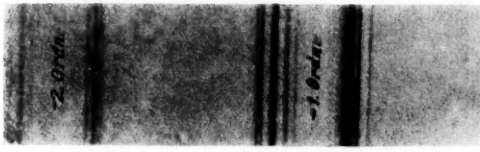
Fig



Fig



Fig



Fi

R. W. Wood, Resonanzspektren des Jods bei hoher Dispersion.

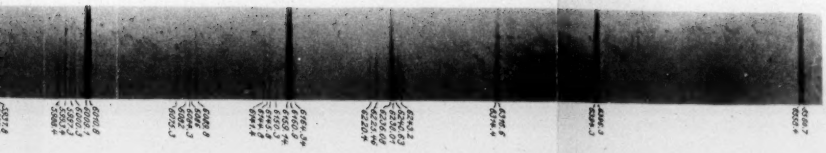


Fig. 2.

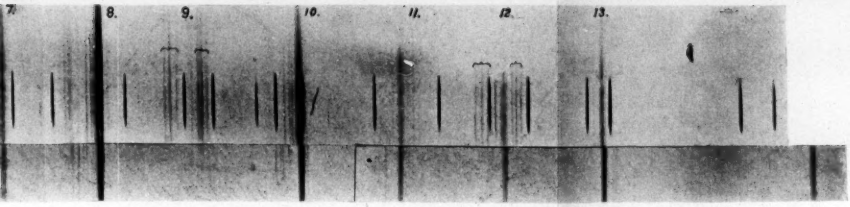


Fig. 3.

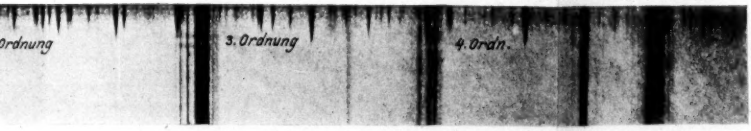


Fig. 17

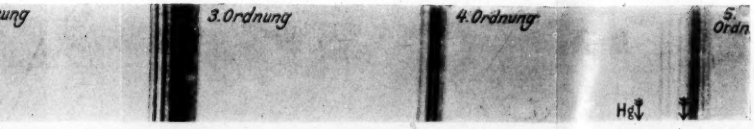


Fig. 6.

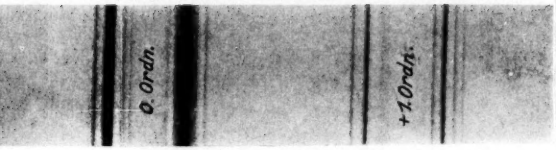
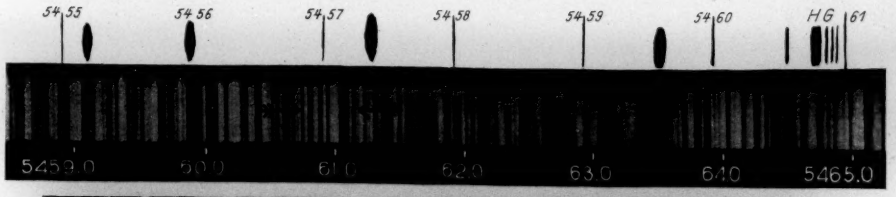


Fig. 7.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

Fig. 4.



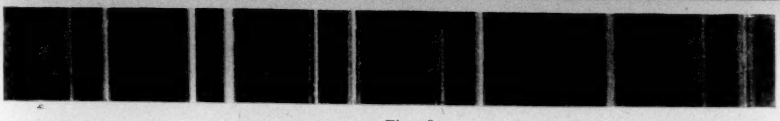


Fig. 18.

Fig. 8.

Fig. 9.

Fig. 10.

Fig. 11.

Fig. 14.

Fig. 12.

Fig. 15.

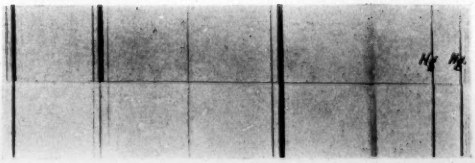
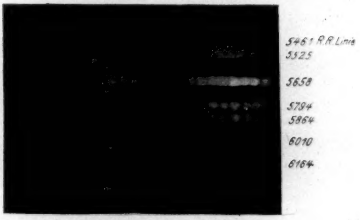


Fig. 13.



R. W. Wood, Die Polarisation des Lichtes der Resonanzspektren.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.